TOME 13. SUPPLÉMENT AU N° 7. JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

UN TRACEUR AUTOMATIQUE DE TRAJECTOIRES D'ELECTRONS

Par MM. F. CASSANAS et P. BARCHEWITZ.

Sommaire. — On décrit un traceur automatique de trajectoires d'électrons dans un champ électrostatique représentable à la cuve électrolytique. Les trajectoires ainsi obtenues sont planes et ne comportent pas de correction relativiste. On suppose également qu'aucun champ magnétique n'intervient et que le champ électrostatique créé par les électrodes n'est pas fonction du temps. L'étude théorique du principe de l'appareil est donnée ainsi que quelques résultats obtenus dans l'état actuel du traceur. L'appareil offre également la possibilité de fonctionner en traceur automatique d'équipotentielles (1).

Introduction. — La construction de tubes électroniques spéciaux (iconoscope, télescope infrarouge, etc.) nécessite l'étude préliminaire de trajectoires d'électrons dans un champ électrostatique, ou magnétique, ou mixte. Cette nécessité se fait surtout sentir lorsque l'on conçoit un modèle nouveau n'ayant qu'un rapport lointain avec ceux déjà connus, car l'expérience acquise est alors souvent insuffisante. En effet, les phénomènes qui relèvent de la technique du vide sont très complexes et parfois mal connus. Ainsi un tube bien conçu quant à sa partie optique (système de focalisation) peut très bien ne pas fonctionner pour des raisons qui n'ont rien à voir avec sa conception géométrique (émission secondaire parasite, charge modifiant la distribution du champ électrostatique de façon imprévisible, etc.). Dans ces conditions, la connaissance des trajectoires électroniques dans un modèle étudié à la cuve rhéographique permet de lever le doute sur l'origine d'un fonctionnement défectueux et d'orienter méthodiquement l'étude. Enfin, dans certains cas, cette étude préliminaire est indispensable pour arriver rapidement au résultat voulu. Par exemple, la réalisation d'un système d'électrodes susceptible de bloquer un pinceau d'électrons pour des valeurs de potentiels déterminées, nécessite la connaissance de la carte des potentiels au moins dans la région intéressée.

Lorsque l'on veut connaître la distribution des potentiels électrostatiques, les méthodes d'analogies rhéoélectriques sont d'un puissant secours. Cependant, la détermination des trajectoires reste délicate. Certaines méthodes permettent d'arriver au résultat avec une bonne précision [1]. Elles consistent en partant de la carte des potentiels à construire par des méthodes graphiques, la trajectoire d'un électron. L'ensemble des opérations à effectuer : construction du modèle, relevé des lignes équipotentielles et détermination graphique des trajectoires, est assez long, surtout si après chaque modification du modèle, on veut connaître un faisceau de trajectoires.

Pour éviter ces inconvénients, nous avons construit un traceur automatique de trajectoires d'électrons opérant directement sur une cuve rhéographique. On se trouve évidemment limité par les conditions mêmes d'utilisation d'une cuve électrolytique : trajectoires planes, système d'électrodes présentant une symétrie cylindrique ou de révolution. Il existe assez peu d'appareils de ce genre et certains d'entre eux nous ont servi quant au principe de base [2], [3]. Ils ont été souvent critiqués, principalement pour le manque de précision dû aux dérapages du chariot et les erreurs systématiques relatives à l'emploi de deux soudes très voisines.

(1) Ce traceur de trajectoires a été étudié et construit dans les Laboratoires des Établissements J. Turck.

Nous avons amélioré pour une grande part la précision due à la partie mécanique, par contre, nous n'avons pas cherché systématiquement à obtenir pour la mesure du champ au moyen d'une bisonde, mieux que ce que l'on obtient couramment dans ce genre de mesure.

Enfin, un des avantages précieux de notre appareil est la possibilité de le faire fonctionner en traceur automatique d'équipotentielles [4], [5], [6], [7]. Cette conversion n'entraîne aucune modification importante des réglages et demande quelques minutes; l'opération inverse n'est guère plus longue.

1. Théorie du principe utilisé. — Soit $\vec{b}$ un vecteur unitaire perpendiculaire au plan de la trajectoire supposée plane dont le vecteur unitaire porté par la tangente au point M est $\vec{t}$. La normale sera définie par la relation $\vec{n} = \vec{b} \wedge \vec{t}$. I étant le centre de courbure de la trajectoire, R le rayon de courbure et $\rho = \frac{1}{R}$, la courbure aura donc le signe + ou — suivant que $\vec{n}.\vec{MI}$ est positif ou négatif.

Soit $-e$ la charge de l'électron et Φ le potentiel au point M de sa trajectoire; l'équation fondamentale de la mécanique $m\vec{\gamma} = \vec{F}$ s'écrit $m\vec{\gamma} = -e\vec{E}$, où $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi$ est le champ électrique au point M. On a donc, en posant $\eta = \frac{e}{m}$,

$$\vec{\gamma} = \eta\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi,$$

la cinématique donne la relation

$$\vec{\gamma} = \frac{v^2}{R}\vec{n} + \frac{dv}{dt}\vec{t} = \eta\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi$$

v, vitesse de l'électron.

On en déduit

$$\frac{v^2}{R} = \eta\,\vec{n}\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi = \eta E_n,$$

où E_n est la composante du champ E suivant la normale $\vec{n}$.

Le champ de force dérivant d'un potentiel, on a la relation

$$v^2 = 2\eta\Phi + C.$$

La constante C dépend de la vitesse initiale. Dans le cas fréquent où une électrode émet des électrons, on prend le potentiel de cette électrode comme origine des pontentiels et C représente alors le carré de la vitesse initiale de l'électron partant de cette électrode.

On a donc

$$v^2 = 2\eta\Phi + v_i^2.$$

En introduisant le potentiel Φ_i donnant à partir d'une vitesse nulle la vitesse initiale v_i, on écrira

$$v^2 = 2\eta(\Phi + \Phi_i);$$

par suite,

$$\frac{v^2}{R} = 2\eta\frac{\Phi + \Phi_i}{R} = \eta E_n,$$

d'où

$$\boxed{\rho = \frac{E_n}{2(\Phi + \Phi_i)}.} \qquad (1)$$

Cette relation fondamentale justifie l'emploi de la cuve rhéographique. En effet, soient, dans le modèle réel, x' et y' les coordonnées de l'électron Φ' le potentiel au point x', y' et Φ'_m le potentiel de l'électrode de plus haut potentiel par rapport à l'électrode origine des électrons. Les dimensions du modèle et les potentiels utilisés dans la cuve sont soumis aux transformations suivantes :

$$x = kx',$$
$$y = ky',$$
$$\Phi_m = h\Phi'_m.$$

Dans les deux cas, les potentiels obéissent à l'équation de Laplace $\Delta V = 0$. Par suite, si l'on pose

$$\Phi' = \Phi'_m\,\psi'(x', y'),$$

$\psi'(x', y') = 1$ a donc pour représentation graphique la courbe intersection de l'électrode de plus haut potentiel par un plan de symétrie du système (plan de la trajectoire électronique étudiée).

On aura, de même,

$$\Phi = h\Phi'_m\,\psi'(x', y') = h\Phi'_m\,\psi'\left(\frac{x}{k}, \frac{y}{k}\right) = \Phi_m\,\psi(x, y)$$

et

$$\frac{\partial\Phi}{\partial x} = h\Phi'_m\frac{\partial\psi'}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial x} = \frac{h}{k}\Phi'_m\frac{\partial\psi'}{\partial x'}$$

en posant $\vec{\mathcal{E}}' = -\overrightarrow{\text{grad}}\,\psi'$, on aura

$$\vec{E}' = \Phi'_m\vec{\mathcal{E}}' \qquad \text{et} \qquad \vec{E} = \frac{h}{k}\Phi'_m\vec{\mathcal{E}}',$$

on aura

$$\rho' = \frac{1}{R'} = \frac{E'_n}{2(\Phi' + \Phi'_i)} = \frac{\Phi'_m\mathcal{E}'_n}{2(\Phi'_m\psi' + \Phi'_i)} = \frac{\mathcal{E}'_n}{2\left(\psi' + \dfrac{\Phi'_i}{\Phi'_m}\right)};$$

on aura, de même,

$$\frac{1}{R} = \frac{E_n}{2(\Phi + \Phi_i)} = \frac{1}{k}\frac{h\Phi'_m\mathcal{E}'_n}{2(h\Phi'_m\psi' + \Phi_i)} = \frac{1}{k}\frac{\mathcal{E}'_n}{2\left(\psi' + \dfrac{\Phi_i}{h\Phi'_m}\right)};$$

si l'on choisit

$$\frac{\Phi'_i}{\Phi'_m} = \frac{\Phi_i}{h\Phi'_m} = \frac{\Phi_i}{\Phi_m},$$

on aura

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{kR'}, \qquad R = kR'.$$

C'est-à-dire qu'une homothétie de rapport k effectuée sur les dimensions des électrodes entraîne une homothétie de même rapport sur les trajectoires correspondantes. De plus, la relation $\frac{\Phi'_i}{\Phi'_m} = \frac{\Phi_i}{\Phi_m}$ indique comment opérer dans le cas où l'on veut tenir compte de la vitesse initiale de l'électron. Par exemple, soit à tracer la trajectoire d'un électron issu d'une cathode avec une vitesse initiale correspondant à $\Phi'_i = 5$ V, dans un tube où le potentiel d'accélération est de 500 V, à la cuve, le potentiel initial Φ_i de l'électron sera 1 pour 100 de la tension totale d'alimentation des électrodes Comme pour la détermination des lignes équipotentielles à la cuve, on voit que seul les rapports de potentiels interviennent.

Le principe du traceur de trajectoire repose sur la formule fondamentale (1) et l'appareil doit donc effectuer automatiquement les mesures et opérations suivantes :

1° Mesure du potentiel Φ;

2° Mesure de la composante E_n du champ suivant la normale;

3° Calcul du rapport $\frac{E_n}{\Phi_i + \Phi}$ et tracé mécanique d'une courbe ayant en chaque point la courbure ρ définie par la relation (1).

2. **Mesures du potentiel Φ et de la composante normale E_n du champ.** — La mesure de Φ pourrait se faire en utilisant directement la différence de potentiel entre une sonde et l'électrode dont le potentiel est pris pour origine; cependant, pour ne pas détruire l'analogie électrique, la sonde ne doit pas débiter sur une impédance extérieure. Pratiquement, nous avons préféré utiliser le principe du traceur automatique d'équipotentielles, la partie asservie n'étant plus la sonde mais le curseur d'un potentiomètre alimenté en même temps que les électrodes. En fait, pour éviter l'emploi d'une troisième sonde, on prend le potentiel moyen des deux sondes S_1 et S_2 qui forment la bisonde. L'erreur ainsi commise est d'autant plus faible que la distance l des deux sondes est plus petite et que la variation du champ E est faible.

Pour la mesure de E_n, on prend la différence de potentiel $\Phi_1 - \Phi_2$ entre les sondes S_1 et S_2. E_n est mesuré par le rapport $\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{l}$. La bisonde est solidaire du chariot traceur et, comme nous le verrons plus loin, la droite S_1S_2 est mécaniquement assujettie à être normale à la trajectoire tracée. En plus de l'erreur commise en prenant pour valeur de E_n le rapport $\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{l}$, nous verrons que d'autres causes d'erreur interviennent dans la mesure de E_n.

L'erreur systématique commise sur la courbure due aux approximations faites dans les mesures de Φ et E_n est aisément calculable.

Soit O la position de l'électron milieu de S_1 S_2 et Φ_0 le potentiel correspondant

$$|OS_1| = |OS_2| = \frac{l}{2};$$

le potentiel des sondes est

$$\Phi_1 = \Phi_0 + \frac{l}{2}\left(\frac{d\Phi}{dl}\right)_0 + \frac{1}{2}\left(\frac{l}{2}\right)^2\left(\frac{d^2\Phi}{dl^2}\right)_0 + \frac{1}{6}\left(\frac{l}{2}\right)^3\left(\frac{d^3\Phi}{dl^3}\right)_0 + \ldots,$$

$$\Phi_2 = \Phi_0 - \frac{l}{2}\left(\frac{d\Phi}{dl}\right)_0 + \frac{1}{2}\left(\frac{l}{2}\right)^2\left(\frac{d^2\Phi}{dl^2}\right)_0 - \frac{1}{6}\left(\frac{l}{2}\right)^3\left(\frac{d^3\Phi}{dl^3}\right)_0 + \ldots;$$

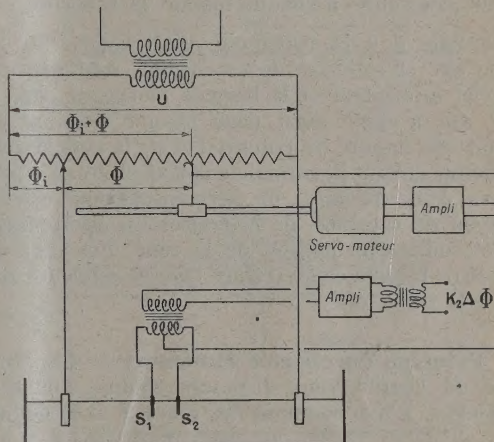


Fig. 1.

par suite,

$$\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \sim \Phi_0 + \frac{l^2}{4}\left(\frac{d^2\Phi}{dl^2}\right)_0$$

et

$$\frac{\Delta\Phi}{l} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{l} = \left(\frac{d\Phi}{dl}\right)_0 + \frac{l^2}{24}\left(\frac{d^3\Phi}{dl^3}\right)_0;$$

l'erreur commise sur la courbure est alors

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\delta E_n}{E_n} - \frac{\delta\Phi}{\Phi_0} \qquad (\text{cas où } \Phi_i = 0);$$

par suite,

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{l^2}{4}\left(\frac{1}{6}\,\frac{\Phi_0'''}{\Phi_0'} - \frac{\Phi_0''}{\Phi_0}\right).$$

Cette erreur est négligeable devant les autres erreurs provenant des imperfections mécaniques. Cependant, les parties d'une trajectoire qui correspondent à des potentiels faibles ou à des champs variant très rapidement peuvent donner à cette erreur une valeur importante. Il est alors intéressant d'utiliser la formule précédente pour s'assurer que la trajectoire tracée ne s'écarte pas trop de la trajectoire théorique.

On doit faire encore intervenir dans la mesure

de Φ, les erreurs d'analogie (polarisation des électrodes, etc.) qui sont déjà de l'ordre de 1 pour 100; l'erreur du servomécanisme lui-même est au plus de 0,1 pour 100. Pour assurer l'équilibre en phase des tensions, un servomécanisme auxiliaire est utilisé (non représenté *fig.* 1). On verra sur la figure 1 le schéma de principe des mesures de Φ et E_n.

3. Calcul du rapport $\frac{E_n}{\Phi + \Phi_i}$ et chariot traceur.

— Le tracé mécanique de la trajectoire se fait au moyen d'un chariot à trois roues, roulant sans glisser sur la feuille de papier où s'inscrit la trajectoire. Ce chariot détermine à chaque instant la tangente $\vec{t}$ et la normale $\vec{n}$ à la trajectoire qu'il trace. Sur un même axe et solidaire de ce chariot, sont disposés le stylet inscripteur et la bisonde plongeant dans la cuve. On a donc ainsi pour chaque position du chariot une mesure du potentiel et de la composante du champ suivant la normale à la trajectoire. A partir de ces deux mesures, un servomécanisme calcule le rayon de courbure de la trajectoire électronique et détermine l'inclinaison de la roue directrice du chariot de façon à ce qu'il trace l'arc de cercle osculateur à la trajectoire.

4. Principe du chariot directeur.

— Les trois roues du chariot sont disposées comme l'indique la figure 2. L'axe commun des roues A et B définit

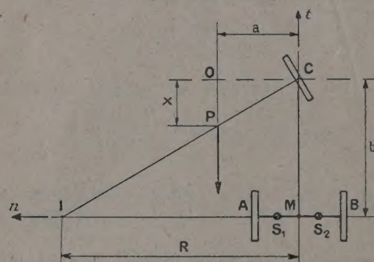


Fig. 2.

la normale $\vec{n}$ et l'axe MC la tangente $\vec{t}$. Le point M est la projection de l'extrémité du stylet, celles de la bisonde sont S_1 et S_2 sur l'axe $\vec{n}$ et symétrique par rapport à M avec $\overline{S_1S_2} = l$. On voit donc que la bisonde mesure la composante du champ suivant la normale $\vec{n}$ en partant de la d. d. p. $\Delta\Phi$ entre les deux sondes. On aura

$$E_n = k\frac{\Delta\Phi}{l};$$

k serait égal à 1 si les sondes ne perturbaient pas le champ. Pratiquement, k est déterminé par étalonnage dans un champ uniforme connu. Il n'est d'ailleurs pas nécessaire de connaître la valeur de ce coefficient car, sous réserve qu'il soit constant, on peut l'introduire dans l'expression du gain de l'amplificateur qui élève la tension $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ à $k_2\,\Delta\Phi$.

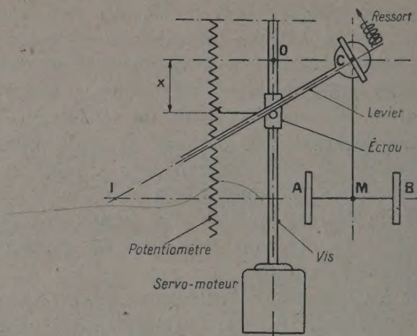


Fig. 3.

La roue C est la roue directrice; elle peut tourner autour de l'axe vertical passant par C. Son axe géométrique CP coupe l'axe $\vec{n}$ en I qui est le centre instantané de rotation dans le mouvement du plan $\vec{t}, \vec{n}$ par rapport au plan de la feuille où s'inscrit la courbe. Le rayon de courbure de la trajectoire de M est donc MI $= R$. L'orientation de la roue directrice est réalisée mécaniquement en agissant sur un levier normal au plan de cette roue, et dans une direction parallèle à MC. Géométriquement, c'est la distance $x =$ OP qui détermine la courbure. La similitude des triangles CPO et CIM donne la relation

$$\boxed{\rho = \frac{1}{R} = \frac{x}{ab}.} \tag{2}$$

La roue directrice est en même temps motrice (le moteur n'est pas représenté sur la figure 3), ce qui assure les meilleures conditions pour éviter les dérapages.

Le servomécanisme diviseur qui calcule le rapport $\frac{E_n}{\Phi + \Phi_i}$ et donne x est monté sur le chariot directeur (voir *fig.* 3).

5. Calcul du rapport $\frac{E_n}{\Phi + \Phi_i}$ Servomécanisme de courbure.

— Nous appelons « servomécanisme de courbure » le servomécanisme monté sur le chariot directeur qui calcule le rapport $\frac{\Phi + \Phi_i}{E_n}$ de façon à donner à la distance x, donc à la courbure ρ qui lui est liée par la relation (2) une valeur telle que la relation (1) soit satisfaite.

En combinant (1) et (2), on obtient

$$\boxed{x = \frac{ab}{2}\,\frac{E_n}{\Phi + \Phi_i},} \tag{3}$$

Le schéma de principe du servomécanisme de courbure est donné figure 4.

La tension d'erreur est

$$u = k_1 \frac{x}{x_m}(\Phi + \Phi_i) - k_2 \Delta\Phi.$$

On a donc, avec la précision du servomécanisme la relation

$$x = x_m \frac{k_2}{k_1} \frac{\Delta\Phi}{\Phi + \Phi_i}. \qquad (4)$$

En combinant cette relation avec la relation (3) et en tenant compte de $E_n = k \frac{\Delta\Phi}{l}$, on obtient

$$x_m \frac{k_2}{k_1} \frac{l}{k} \frac{E_n}{\Phi + \Phi_i} = \frac{ab}{2} \frac{E_n}{\Phi + \Phi_i}.$$

Pour satisfaire (1), il faut donc ajuster les différentes constantes de façon à remplir la condition

$$x_m \frac{k_2}{k_1} \frac{l}{k} = \frac{ab}{2}. \qquad (5)$$

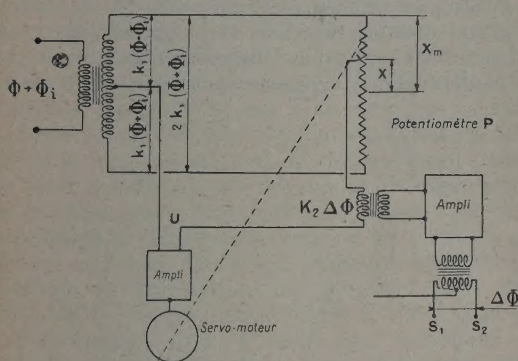
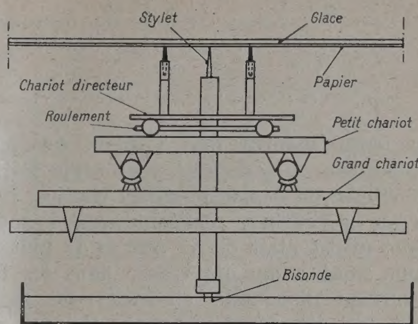


Fig. 4.

6. **Dispositifs assurant une bonne précision mécanique du tracé.** — Contrairement aux dispositifs antérieurement utilisés par certains auteurs [2], [3], dans notre appareil, le chariot traceur évolue sous la feuille de papier (tendue sous une glace) en prenant point d'appui sur le système de double-chariot que l'on utilise directement pour tracer automatiquement les équipotentielles. De puissants ressorts maintiennent les roues du chariot directeur appliquées sur le papier et compensent les défauts d'horizontalité et de planéité de la glace supportant la feuille. Entre l'un des chariots de soutien (petit chariot) et le chariot directeur, un roulement de butée permet à ce dernier de se déplacer horizontalement; la résistance au déplacement est alors insignifiante en regard de l'effort d'adhérence des roulettes du chariot directeur sur le papier. Les chariots de soutien se maintiennent constamment sous le chariot directeur grâce à deux servomécanismes de poursuite très simples. Le système de soutien glisse sur des tubes et, au moyen de vérins, on effectue un réglage précis d'horizontalité du



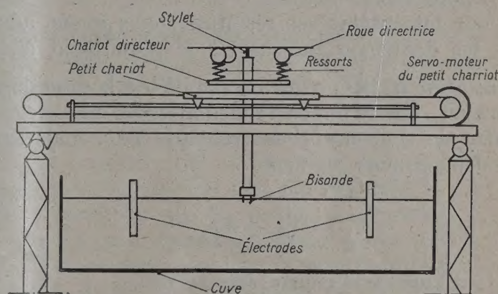


Fig. 5, 6 et 7.

chariot directeur sur toute la surface de la cuve. La bisonde est alors rigoureusement verticale et sur une surface d'environ 2 m², sa profondeur d'enfoncement dans l'eau ne varie pas de plus de 0,5 mm (*voir* schémas 5, 6 et 7).

7. **Précision mécanique.** — Nous avons étudié la précision donnée par le chariot directeur en lui

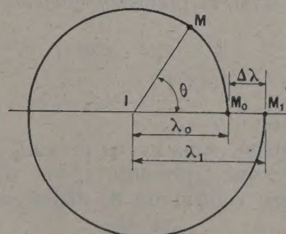


Fig. 8.

faisant décrire des cercles. Cette précision a été définie de la façon suivante : la courbe partant de M_0 (*fig.* 8) ne se referme pas, en général, et recoupe

la droite I_0M_0 en un point M_1; nous posons, par définition, que l'erreur relative commise est

$$p = \frac{\Delta\lambda}{L}, \qquad \Delta\lambda = M_0M_1,$$

$$L = 2\pi\lambda_0, \qquad p = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{2\pi\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{2\pi\lambda_0}$$

$$(p > 0 \text{ si } \lambda_1 > \lambda_0;\ p < 0 \text{ si } \lambda_1 < \lambda_0).$$

L'expérience montre que l'erreur est presque toujours positive et ne dépend, ni du rayon initial R_0, ni de la vitesse de déplacement du chariot. Le plus petit rayon de courbure réalisable avec le montage mécanique utilisé était de 51 mm et le plus grand cercle que nous avons pu tracer dans les limites de la surface disponible au-dessus de la cuve, avait 2,40 m de développement. Sur 25 tracés effectués, deux ont donné une erreur de l'ordre de 1,5 pour 100 les 23 autres donnent au plus 0,4 pour 100, la moyenne étant légèrement inférieure à 0,2 pour 100.

Pour interpréter ces résultats, nous avons admis que les dérapages du chariot se réduisaient à une translation à chaque instant parallèle à la direction $\vec{n}$. En effet, lorsqu'on cherche à décrire un cercle, le centre de courbure I ne reste pas fixe, mais subit un déplacement du type

$$\frac{d\vec{I}}{dS} = h\vec{n},$$

S étant l'arc de la courbe décrite, on a

$$I = M + R\vec{n};$$

or

$$\frac{d\vec{I}}{dS} = \vec{t} + \frac{dR}{dS}\vec{n} - R\frac{\vec{t}}{R} = \frac{dR}{dS}\vec{n} = h\vec{n}, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{dR}{dS} = h,$$

propriété caractéristique de la spirale logarithmique.

En posant $h = -\sin\alpha$, la spirale correspondante sera

$$\lambda = \lambda_0 e^{\theta \operatorname{tg}\alpha}.$$

S'il en est ainsi, la précision de tracé d'un cercle serait

$$p = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{2\pi\lambda_0} = \frac{e^{2\pi \operatorname{tg}\alpha} - 1}{2\pi}$$

si α est petit, on a $p \sim \alpha$.

On aurait donc, dans le cas présent, en moyenne $\alpha = 2.10^{-3}$, ce qui représente 2/100e de millimètre de dérapage par centimètre de déplacement.

8. Étalonnage et détermination expérimentale des erreurs.

— Nous avons fait l'étalonnage de l'appareil au moyen d'un modèle de condensateur plan. En supposant la vitesse initiale nulle ($\Phi_i = 0$), on peut calculer une trajectoire parabolique déterminée et régler l'appareil de façon à lui faire décrire une courbe aussi voisine que possible de cette parabole théorique. Ce réglage se fait en modifiant le gain de l'amplificateur destiné à la mesure du champ

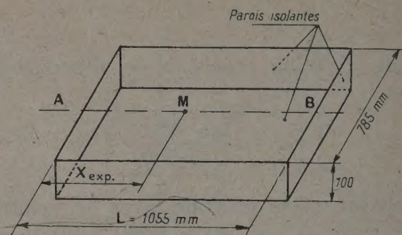


Fig. 9.

ce qui revient à réaliser la condition (5), modifiant le paramètre k_2.

Le condensateur plan était réalisé sous la forme d'un petit bassin rectangulaire comprenant deux électrodes de laiton planes et parallèles, le fond et les deux autres côtés en matière isolante de façon à supprimer les effets de bord (voir *fig.* 9).

La bisonde utilisée était faite en fils de laiton de 15/10, distants de 8 mm et plongeait dans l'eau de 10 mm. Au moment de l'étalonnage, les dimensions du modèle étaient connues à 1 mm près. Nous

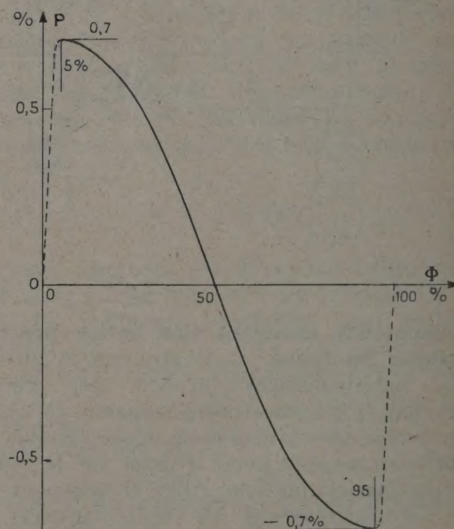


Fig. 10.

avons d'abord étudié la précision avec laquelle était réalisée l'analogie en utilisant l'appareil en traceur de courbes équipotentielles. Les potentiels ont été relevés le long de l'axe AB à égale distance des bords isolants. A un potentiel $\Phi_{\text{thé r}}$ correspond un point M, intersection de l'équipotentielle correspondante et de la droite AB. La position de cette équipotentielle est mesurée par $\overline{AM} = x_{\text{exp}}$. On calcule ensuite la

position $x_{\text{théor}}$ de l'équipotentielle théorique. L'erreur d'analogie est alors définie en pour-cent par

$$p = 100 \frac{x_{\text{théor}} - x_{\text{exp}}}{L}.$$

Les potentiels Φ sont évalués en pour-cent de la tension totale d'alimentation des électrodes. Des mesures ont été faites en faisant varier de 5 en 5 pour 100, depuis 5 à 95 pour 100. L'erreur est maximum au voisinage des électrodes et s'annule sur une équipotentielle très proche de 50 pour 100 (voir *fig.* 10).

Cette vérification nous paraît bonne car des mesures faites antérieurement sur d'autres modèles calculables nous avaient donné des écarts parfois supérieurs à 1 pour 100.

Nous avons indiqué que E_n était mesuré par $k \frac{\Phi\Delta}{l}$, où $\Delta\Phi$ représente la d. d. p. entre les deux sondes et l la distance des axes des sondes cylindriques. Le coefficient k dépendant du rapport $\frac{l}{r}$ (r, rayon d'une sonde) et de la pénétration de la sonde dans l'eau. L'étude de la valeur de k pour diverses valeurs de ces paramètres n'a pas été faite systématiquement car, comme nous l'avons vu, cette valeur n'intervient pas explicitement dans les réglages. La seule condition à remplir est que k ne varie pas au cours du tracé et ne soit pas fonction de l'angle θ de la direction des sondes avec la direction du champ. Le choix des dimensions des sondes est assez délicat car si, d'une part, il ne faut pas perturber de façon importante le champ à mesurer, on est tenu, d'autre part, à certaines limitations techniques (impédance d'entrée du transformateur, grosseur de la tige porte-sonde, rapport signal-bruit de fond pour les amplificateurs, etc.). L'étude des conditions de validité des mesures de champ, incomplète nous permet de fournir quelques résultats assez fragmentaires.

Il nous importait surtout de savoir dans quelles conditions le coefficient k pouvait être considéré comme indépendant de l'angle θ (sinon la mesure E_n n'aurait plus de sens). Dans ce but, nous avons utilisé le modèle déjà décrit en y déposant deux cylindres métalliques destinés à fournir une représentation très agrandie de la bisonde. Dans ce cas, tout se passe comme si l'on étudiait une bisonde indéfinie plongée dans un champ initialement constant. En fait, cette représentation n'est pas tout à fait adéquate car la bisonde réelle ne touchait pas le fond isolant du modèle. Cette bisonde était placée au centre du modèle d'étalonnage comme l'indique la figure 11.

Soit $\Delta\Phi_{\text{exp}}$ la d. d. p. entre les sondes et $\Delta\Phi_{\text{théor}}$ la d. d. p. en l'absence des cylindres entre les points qu'occupent leurs centres. On a

$$\frac{\Delta\Phi_{\text{théor}}}{l} = k \frac{\Delta\Phi_{\text{exp}}}{l}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad k = \frac{\Delta\Phi_{\text{théor}}}{\Delta\Phi_{\text{exp}}}.$$

Le rayon des cylindres employés était de 8 mm et les mesures ont été faites pour $\theta = 0$, 22°30′, 45° et 67°30′ pour des valeurs de $\frac{r}{l} = 3, 6, 9, 12$ et 15. Les résultats sont donnés figure 12.

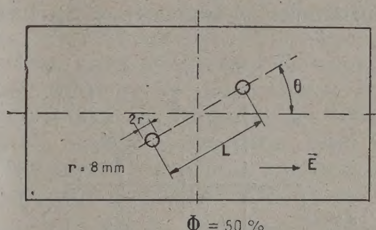


Fig. 11.

Ces résultats sont assez inattendus car il était plausible de supposer qu'en augmentant le rapport $\frac{l}{r}$, la perturbation d'une sonde sur l'autre doit diminuer et, par suite, si k dépend de θ, cette dépendance doit varier dans le même sens. En réalité, cette anomalie est due aux images des cylindres fournies par les parois latérales isolantes du modèle.

Si l'on considère (*fig.* 13) les sondes S_1, S_2 et leurs images S'_1 et S'_2, on voit que, par exemple, la perturbation apportée sur S_1 par S'_1 augmente avec θ. Comme les mesures ont été faites à une même distance d de la paroi isolante, la variation de k avec θ augmente lorsqu'on augmente l en gardant r et d constants.

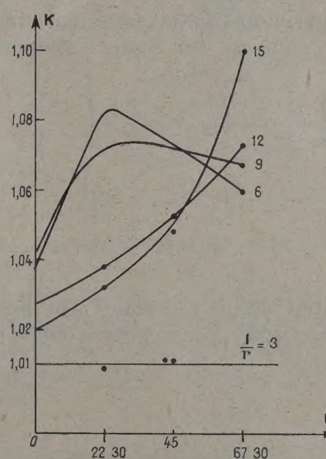


Fig. 12.

On peut établir qu'en l'absence d'images des sondes et dans un champ constant, k n'est certainement pas fonction de θ. En effet, le champ constant $\vec{E}$ peut être considéré comme la superposition

de deux champs constants, l'un $E_1 = E\cos\theta$ parallèle à la droite joignant les centres de S_1 et S_2, l'autre $E_2 = E\sin\theta$ perpendiculaire à cette droite (*fig.* 14). Le champ E_2 ne fournit aucune d. d. p. entre les sondes car elles se trouvent sur une équipotentielle du champ E_2, qui n'est pas déformée (sauf l'adjonction des deux cercles S_1 et S_2). La d. d. p.

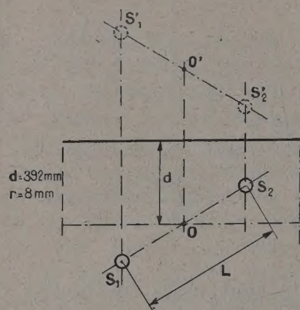


Fig. 13.

entre S_1 et S_2 est donc uniquement due au champ E_1. Or, elle est proportionnelle au champ constant initial E_1. En effet, en multipliant tous les potentiels par une constante, on multiplie en même temps $\Delta\Phi_{exp}$ et E_1.

On aura donc

$$\Delta\Phi_{exp} = E_1 f(l, r), \qquad \Delta\Phi_{théor} = lE_1,$$

d'où

$$k = \frac{\Delta\Phi_{théor}}{\Delta\Phi_{exp}} = \frac{l}{f(l, r)}.$$

De plus, une homothétie faite sur toutes les dimensions y compris les lignes équipotentielles

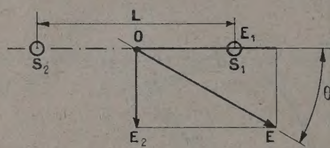


Fig. 14.

du champ initial, laisse invariant à la fois $\Delta\Phi_{théor}$ et $\Delta\Phi_{exp}$ et, par suite, k; on pourra donc poser

$$k = \frac{l}{f(l, r)} = \frac{1}{g\left(\frac{r}{l}\right)}, \qquad f(l, r) = l\,g\left(\frac{r}{l}\right).$$

Une expérience faite avec un seul cylindre a montré que la perturbation apportée par les images est très importante, surtout dans une direction perpendiculaire à la surface isolante.

Calculons la perturbation d'un seul cylindre conducteur indéfini, de rayon r, plongé dans un champ uniforme $\vec{E}$. La seule équipotentielle non déformée est celle qui passe par le centre O du cylindre. Nous prendrons celle-ci comme origine des potentiels et des coordonnées polaires λ, θ. Par un raisonnement analogue au précédent, on peut prévoir que le potentiel perturbé sera de la forme

$$\psi = E_1 \lambda\, g\left(\frac{r}{\lambda}, \theta\right) = E\lambda \cos\theta\, g\left(\frac{r}{\lambda}, \theta\right).$$

On doit avoir $\Delta\psi = 0$, c'est-à-dire

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial\lambda^2} + \frac{1}{\lambda^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2} + \frac{1}{\lambda}\frac{\partial\psi}{\partial\lambda} = 0.$$

Cherchons une solution de la forme $\psi = f(\lambda)\cos\theta$ en formant $\Delta\psi = \Delta[f(\lambda)\cos\theta] = 0$; on trouve pour $\cos\theta \neq 0$

$$f'' - \frac{1}{\lambda^2} f + \frac{1}{\lambda} f' = 0,$$

c'est-à-dire

$$\frac{df'}{d\lambda} + \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{f}{\lambda}\right) = 0, \qquad \text{d'où} \qquad f' + \frac{f}{\lambda} = C,$$

les solutions sont

$$f(\lambda) = \frac{A}{\lambda} + B\lambda \qquad \text{d'où} \qquad \psi = \left(\frac{A}{\lambda} + B\lambda\right)\cos\theta;$$

lorsque λ augmente indéfiniment ($\cos\theta \neq 0$), on doit avoir

$$\psi \to \Phi = E\lambda\cos\theta, \qquad \text{donc} \quad B = E.$$

Sur le contour de la sonde, on doit avoir

$$\psi = 0, \qquad \text{donc} \quad A = -Er^2;$$

on a donc, en définitive,

$$\psi = E\left(\lambda - \frac{r^2}{\lambda}\right)\cos\theta = \Phi\left(1 - \frac{r^2}{\lambda^2}\right).$$

Les composantes du champ en coordonnées rectangulaires (O_x parallèle à $\vec{E}$) sont

$$\vec{H}\begin{cases} E\left(1 + \dfrac{r^2}{\lambda^2}\cos 2\theta\right), \\ E\dfrac{r^2}{\lambda^2}\sin 2\theta \quad (^2). \end{cases}$$

En introduisant la fonction $P\left(\frac{\lambda}{r}, \theta\right)$ fonction « de perturbation » définie par la relation $P = \frac{\Phi - \psi}{\Phi}$, on a ici $P = \left(\frac{r}{\lambda}\right)^2$.

On peut alors construire le diagramme polaire des lignes d'égales perturbations $P =$ const. Ce sont des cercles de centre O (dont sont exclus les points d'intersections avec la droite appartenant à l'équipotentielle origine).

Nous avons relevé à la cuve la carte des potentiels

(2) Nous avons pris $\vec{E} = \overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi$ au lieu de $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi$ ce qui ne change en rien les résultats.

dans le cas d'un cylindre dont le centre était à une distance $d = 10\ r$ des parois isolantes.

Les lignes d'égales perturbations ne sont plus des cercles, mais ont l'allure générale des équipotentielles perturbées (voir *fig.* 15). On voit que la perturbation varie beaucoup avec θ. Ainsi, pour $\frac{d}{r} = 5{,}5$, la perturbation est de 2 pour 100 pour $\theta = 0$ et 8,8 pour 100 pour $\theta = 80°$.

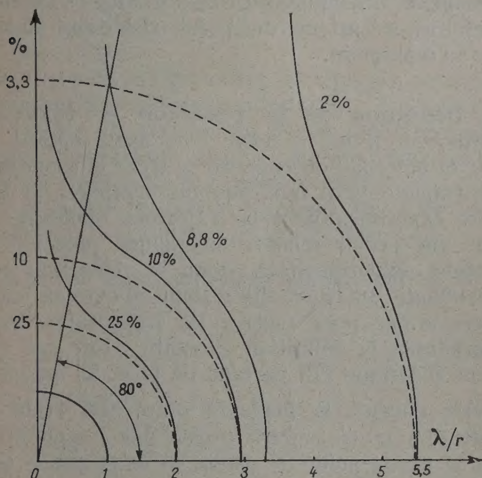


Fig. 15.

Ces résultats concordent qualitativement avec les courbes de variations de k avec θ données figure 12. Ainsi, dans le cas où l'une des sondes est très petite par rapport à l'autre, la valeur de k théorique serait

$$k = \frac{\Phi}{\psi} = \frac{1}{1-\left(\frac{r}{l}\right)^2} = \frac{1}{1-P}$$

pour

$$\frac{l}{r} = 5{,}5, \qquad k = 1{,}04, \qquad \text{quel que soit} \quad \theta \neq \frac{\pi}{2}.$$

Lorsque la distribution des potentiels est perturbée par l'image des sondes, on a pour $\theta = 80°$

$$k' = \frac{1}{1-P'}, \qquad P' = 8{,}8.10^{-2},$$

ce qui donne

$$k' \approx 1{,}1.$$

Il est donc légitime d'admettre que la présence d'une paroi isolante plane provoque une augmentation de la valeur de k avec θ.

Nous avons cherché à mesurer la valeur de k pour la bisonde utilisée réellement dans le traceur de trajectoire. Malheureusement, à moins de modifier le montage réel, il nous était difficile de faire cette mesure avec précision. En plaçant la bisonde très près d'une paroi isolante de façon que pour $\theta = 90°$ l'une des sondes la touche, k varie de plus de 20 pour 100 avec θ; par contre, en se plaçant au centre du modèle, c'est-à-dire loin des parois isolantes, k ne dépend pas de θ (précision des mesures, 5 pour 100). En conservant $\theta = 0$ et en faisant varier la distance de la bisonde à la paroi isolante, k varie assez peu et l'on retrouve pour une distance très faible (épaisseur d'une sonde) une valeur très peu différente de celle obtenue au centre du modèle d'étalonnage, ce qui peut s'expliquer par le fait que la bisonde et son image étant très proches l'une de l'autre, l'ensemble se comporte comme deux sondes de plus grand diamètre, ce qui modifie peu la valeur de k lorsque le rapport $\frac{l}{r}$ est grand.

Nous avons également examiné l'influence de la pénétration de la bisonde à la surface de l'eau. Dans un champ constant, k ne varie pas lorsqu'on passe de la profondeur maximum 10 mm à 3 mm, ensuite on observe une augmentation de sa valeur accompagnée d'une variation rapide de phase. Il semble bien que tout ceci soit dû à la variation de résistance entre les deux sondes. Cette résistance augmente lorsque la profondeur diminue et l'impédance du primaire du transformateur de liaison devient alors insuffisante. La loi de conservation des courants est observée dans un volume entourant les deux sondes mais n'est plus vraie dans un volume entourant une seule sonde. Un courant circule entre les deux sondes en dehors de l'eau et l'impédance

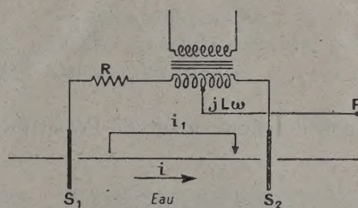


Fig. 16.

primaire du transformateur provoque le déphasage observé au secondaire (*fig.* 16).

Pour que tout ceci soit valable, il faut en plus que le point milieu P du primaire ne soit parcouru par aucun courant, ce qui est réalisé par l'équilibrage automatique en phase dont nous avons parlé précédemment.

9. **Étalonnage de l'appareil traceur de trajectoires**. — Nous avons réglé l'appareil de façon à lui faire décrire une parabole calculable qui est la trajectoire d'un électron dans un champ constant, la vitesse initiale de l'électron étant supposée nulle. Les conditions initiales ont été choisies de façon à décrire une parabole à partir de son sommet M_0.

Le réglage se fait comme nous l'avons déjà indiqué

en agissant sur le gain de l'amplificateur de mesure de champ. Par essais successifs, en prenant toujours les mêmes conditions initiales, on trace diverses trajectoires jusqu'à en obtenir une qui passe par un point M_1 calculé à l'avance et appartenant à la parabole théorique.

Le modèle de condensateur plan utilisé est celui

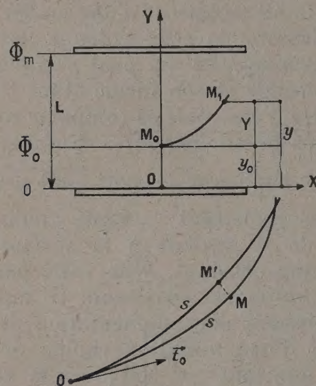


Fig. 17-18.

déjà décrit; en choisissant un système d'axes rectangulaires Ox suivant l'électrode origine des potentiels, Oy parallèle au champ et partageant le modèle en deux parties égales, on a (voir *fig.* 17) :

Conditions initiales

$$M_0 \begin{cases} x = 0, & \dot{y}_0 = 0, & \eta = \dfrac{e}{m}; \\ y = y_0, & \dot{x}_0 = \sqrt{2\eta\Phi_0}, & \Phi_0 = \dfrac{g_0}{L}\Phi_m; \end{cases}$$

Les équations du mouvement de l'électron sont :

$$\ddot{x} = 0,$$
$$\ddot{y} = \eta E = \eta \frac{\Phi_m}{L},$$

on trouve alors l'équation de la parabole

$$Y = y - y_0 = \frac{x^2}{4y_0}.$$

Le rayon de courbure initial est $R_0 = 2y_0$.

Le plus petit rayon de courbure réalisable étant

$$R_{\min} = 51 \text{ mm},$$

on est donc obligé de prendre $y_0 > 25,5$ mm.

De plus, pour éviter de se trouver au départ trop près des électrodes où l'erreur commise sur le potentiel est assez grande, nous avons pris $y_0 = 100$ mm; en prenant $x_1 = 200$ mm, les coordonnées du point M_1 sont

$$M_1 \begin{cases} x_1 = 200 \text{ mm}, \\ y_1 - y_0 = 100 \text{ mm}. \end{cases}$$

Ce choix a été guidé aussi par la nécessité d'avoir une précision acceptable du servomécanisme de « courbure ». On sait, en effet, qu'un servomécanisme diviseur a une précision d'autant moins bonne que la quantité à diviser est plus faible.

Avec les conditions initiales précédentes et indépendamment des erreurs commises sur les mesures de Φ et $\Delta\Phi$, la courbure initiale était mécaniquement réalisée à 0,1 pour 100 près.

Le réglage une fois effectué, en traçant plusieurs fois la même trajectoire on constate que les diverses trajectoires s'écartent du point théorique M_1 de 3 mm au maximum.

10. **Définition de la précision et résultats obtenus.** — Il est à notre avis assez délicat de définir la précision obtenue sur le tracé automatique d'une trajectoire, il faut pouvoir comparer la trajectoire expérimentale à la trajectoire théorique et définir une erreur relative en chaque point de la trajectoire expérimentale, dont la définition soit indépendante du choix du système d'axes de coordonnées utilisé pour repérer les trajectoires. Nous avons adopté la définition suivante : soit une trajectoire théorique (T) partant de O et M un point de cette courbe, la longueur d'arc $\overset{\frown}{OM}$ étant S, et soit (T') la trajectoire tracée par l'appareil et ayant le même point de départ O et la même tangente $\vec{t_0}$ en ce point. Sur (T') choisissons un point M' tel que la longueur d'arc $\overset{\frown}{OM'}$ soit égale à $\overset{\frown}{OM} = S$.

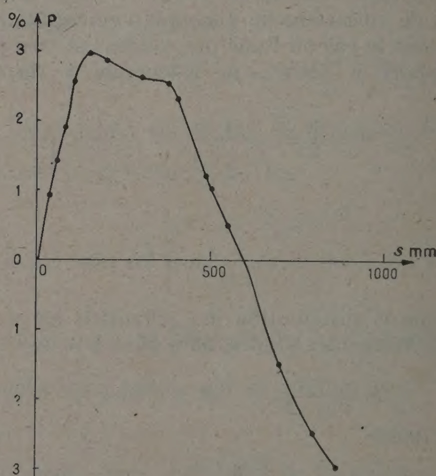


Fig. 19.

Les points M et M' ne sont pas, en général, confondus; en posant $|MM'| = l$, par définition l'erreur relative en pour-cent au point M sera

$$p = 100 \frac{l}{S}.$$

Si les deux courbes (T) et (T′) se coupent, on pourra considérer que l'erreur change de signe au voisinage de l'intersection, le signe + étant choisi arbitrairement (*fig.* 18).

La courbe de répartition des erreurs est donnée par la figure 19, elle a été obtenue avec le modèle d'étalonnage décrit précédemment en utilisant une parabole dont le sommet se trouvait à 125 mm de l'électrode origine des potentiels. On constate que pour des longueurs de trajectoire inférieure à 85 cm, l'erreur relative reste inférieure en valeur absolue à 3 pour 100.

En retouchant légèrement les réglages, nous avons pu obtenir de meilleurs résultats ($|p| < 1{,}5$ pour 100 sur 100 cm de trajectoire). Nous apportons actuellement un certain nombre de modifications destinées à augmenter la précision, mais il nous semble peu probable de pouvoir obtenir dans les mêmes conditions de mesures $|p| < 0{,}5$ pour 100.

Enfin, il faut remarquer qu'en dehors du cas favorable de trajectoires paraboliques, il est difficile de connaître la limite supérieure des erreurs commises. Nous commençons à peine à utiliser pratiquement le traçeur automatique de trajectoires et, d'après les résultats obtenus (système de lentilles électrostatiques), nous pouvons tout au plus dire que dans la plupart des cas, l'erreur au sens où nous l'avons définie plus haut reste inférieure à 4 pour 100.

11. **Conclusions.** — Le traceur de trajectoires que nous avons décrit est susceptible d'améliorations, mais nous ne croyons pas qu'il soit indispensable de chercher une grande précision, car « les systèmes de tracé mécanique de la trajectoire sont particulièrement intéressants quand on a à faire à un ensemble complexe d'électrodes, cas dans lequel le calcul serait long et si on n'a pas besoin d'une très haute précision. Ils permettent une analyse très rapide des systèmes compliqués » [8].

Manuscrit reçu le 27 février 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Musson-Génon. — *Thèse*, Paris, 1947.
[2] Gabor. — *Nature*, 1937, **139**, 373.
[3] Langmuir. — *Nature*, 1937, **139**, 1067.
[4] Malavard L. — *Publications Sc. Tech. Ministère de l'Air*, **57**, 1934.
Pérès J. et Malavard L. — *Bull. Soc. franc. Electr.* 1938, **8**.
[5] Marvaud J. — *C. R. Acad. Science*, 1948, **226**, 476.
[6] Ertaud. — *Thèse*, Paris, 1946.
[7] Magnan Cl. — *Nucleonics*, 1949, **4**, 52.
[8] de Broglie L. — Optique électronique. *Rev. Optique*, 1946.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.
PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 13, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952, PAGE 83 A.

TRAJECTOIRES ÉLECTRONIQUES PARAXIALES DANS LES LENTILLES ÉLECTROSTATIQUES

Par Charles FERT.
Faculté des Sciences, Toulouse.

Sommaire. — Nous montrons que le tracé des trajectoires électroniques paraxiales dans les lentilles électrostatiques peut être simplifié en utilisant les « matrices » ou « tableaux » de transformation, caractéristiques d'*intervalles* ou de *surfaces*, suivant une méthode classique en Optique. Après avoir indiqué les conventions et les formules qui rendent commode l'emploi de ces tableaux, nous présentons quelques exemples d'application de cette méthode.

L'étude des systèmes centrés en Optique peut se faire en suivant de proche en proche la marche d'un rayon. Le rayon est rectiligne dans un milieu homogène, il subit une réfraction à la traversée de la surface de séparation de deux milieux consécutifs.

Cette méthode est particulièrement commode et élégante par l'emploi de *tableaux de transformation* caractéristiques de chaque intervalle entre deux surfaces de discontinuité d'une part, de chaque surface de réfraction d'autre part [1, 2, 3]. Elle permet de connaître les propriétés générales des systèmes centrés, et introduit, pour le calcul des coefficients caractéristiques d'un système, la remarquable formule de Cotes.

Une lentille électrostatique est l'équivalent d'un système centré optique formé de milieux dont

l'indice, relié à la fonction potentiel V par $n = \sqrt{V(x, y, z)}$, varie d'une manière continue (1).

Dans le cas où l'équation des trajectoires n'est pas intégrable, en particulier si le potentiel est connu par un relevé expérimental à la cuve rhéographique, les trajectoires peuvent être construites en remplaçant la courbe continue qui représente la fonction potentiel sur l'axe, $V(z)$, par une ligne brisée (*fig.* 1). La précision de cette représentation est d'autant plus grande que le nombre d'intervalles est plus élevé.

Nous voulons montrer que le tracé de la trajectoire peut être conduit d'une manière identique à celle qui est utilisée en Optique, à condition d'introduire des conventions convenablement choisies. Nous retrouverons ainsi les formules générales des lentilles électrostatiques par une méthode rapide,

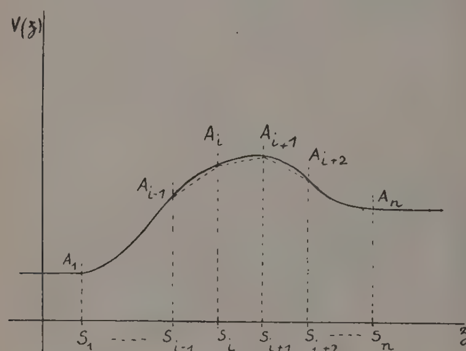


Fig. 1.

qui se prête très bien à la détermination de leurs éléments principaux.

Nous adopterons, dans cet exposé, les conventions et la marche du raisonnement proposés, en Optique, par E. Durand [3].

1. Méthode de tracé des trajectoires paraxiales. Rappel de formules. — Nous admettons que le potentiel est constant et les trajectoires rectilignes à l'extérieur de l'intervalle S_1S_n (*fig.* 1).

Divisons la portion S_1S_n de l'axe en intervalles égaux ou non, par les points $S_2, \ldots, S_i, \ldots, S_{n-1}$ et substituons à la courbe représentative de $V(z)$ (en trait plein sur la figure 1), la ligne brisée $A_1, \ldots, A_i, \ldots, A_n$. Nous désignerons par $V'_{i(i+1)}$ la dérivée $\frac{dV}{dz}$, constante dans l'intervalle.

Soit $r(z)$ une trajectoire méridienne dans ces conditions. Elle se compose d'un arc de parabole dans chaque intervalle S_iS_{i+1}. Au point de raccordement de deux arcs consécutifs, il y a une discontinuité de la pente $r' = \frac{dr}{dz}$.

Désignons par r_i, r'_i les valeurs de r et r' dans le plan de front S_i, et distinguons par r'_{i-}, r'_{i+} les pentes avant et après la traversée de ce plan. La trajectoire se détermine de proche en proche en utilisant les transformations suivantes (2) :

traversée de la surface de discontinuité d'abscisse S_i (3) :

$$\text{(I)} \begin{cases} a. & r_{i+} = r_{i-}, \\ b. & r'_{i+} = \dfrac{V'_{(i-1)i} - V'_{i(i+1)}}{4V_i} r_{i-} + r'_{i-}; \end{cases}$$

parcours de l'intervalle $i(i+1)$ $[\Delta_{i(i+1)} = S_iS_{i+1}]$

$$\text{(II)} \begin{cases} a. & r_{(i+1)-} = r_{i+} + \dfrac{2\Delta_{i(i+1)}}{\sqrt{V_i} + \sqrt{V_{i+1}}} \sqrt{V_i}\, r'_{i+}, \\ b. & r'_{(i+1)-} = \dfrac{\sqrt{V_i}}{\sqrt{V_{i+1}}} r'_{i+}. \end{cases}$$

2. Conventions. — Nous appellerons :

1° *pente optique* :

$$T = r'\sqrt{V}; \qquad (\ldots)$$

2° *distance réduite* de l'intervalle $(i, i+1)$:

$$\varepsilon_{i(i+1)} = \frac{\Delta_{i(i+1)}}{\frac{1}{2}(\sqrt{V_i} + \sqrt{V_{i+1}})}, \qquad (\ldots)$$

$\left[\frac{1}{2}(\sqrt{V_i} + \sqrt{V_{i+1}})\right.$ est *l'indice moyen* de l'intervalle$\left.\right]$;

3° *courbure réduite* de la surface S_i :

$$\rho_i = \frac{V'_{(i-1)i} - V'_{i(i+1)}}{4\sqrt{V_i}}. \qquad (\ldots)$$

Ces conventions sont identiques à celles posées en Optique (4). La formule (II, *b*) montre que la pente optique reste constante entre les deux « su...

(1) Nous supposons que le potentiel origine est choisi de manière qu'il corresponde à une vitesse nulle des électrons. Nous nous limitons au cas des faibles vitesses.

(2) *Voir* par exemple [5], p. 412 ou [6], p. 88.

(3) Nous dirons désormais plus brièvement : surface S_i...

(4) Ceci est évident pour T et $\varepsilon_{i(i+1)}$. Il en est de même pour la courbure réduite. En Optique, la « courbure réduite » d'un dioptre S_i dont le rayon de courbure est $\overline{S_iC_i} = R_i$ s'écrit

$$\rho_i = \frac{n_{(i-1)i} - n_{i(i+1)}}{R_i} = -\frac{\Delta n}{R_i}.$$

Si deux dioptres i, $i+1$ sont accolés, leur ensemble se comporte comme un dioptre unique de courbure réduite

$$\rho = \rho_i + \rho_{i+1} = \frac{n_{(i-1)i} - n_{i(i+1)}}{R_i} + \frac{n_{i(i+1)} - n_{(i+1)(i+2)}}{R_{i+1}}.$$

Substituons à la discontinuité de V' dans le plan S_i d'un...

faces » i, $i+1$, de sorte qu'on pourra substituer aux notations T_{i+}, $T_{(i+1)-}$ la représentation unique $T_{i,i+1)}$.

Les transformations (I) et (II) prennent alors a forme

formules de surface S_i :

$$(\mathrm{I})\begin{cases} a. & r_i = r_i,\\ b. & T_{i(i+1)} = \rho_i r_i + T_{(i-1)i};\end{cases}$$

formules d'intervalle $I_{i,i+1)}$:

$$(\mathrm{II})\begin{cases} a. & r_{i+1} = r_i + \varepsilon_{i(i+1)} T_{i(i+1)},\\ b. & T_{i(i+1)} = \qquad T_{i(i+1)}.\end{cases}$$

3. **Emploi de tableaux de transformation matrices).** — Nous pouvons représenter chaque ransformation par le tableau de ses coefficients :

Tableau de surface S_i :

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho_i & 1 \end{vmatrix}; \qquad (4)$$

Tableau d'intervalle $I_{i\,i+1)}$:

$$\begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{i\,i+1)} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \qquad (5)$$

Pour passer des grandeurs (r_1, T_{01}) caractéristiques d'une trajectoire incidente aux grandeurs (r_n, $T_{(n+1)}$) qui définissent la trajectoire émergente, nous devrons appliquer la série des ransformations correspondant aux surfaces et intervalles rencontrés par l'électron. Entre les couples extrêmes (r, T) existera une relation linéaire

$$r_n = a r_1 + b T_{01},$$
$$T_{n(n+1)} = c r_1 + d T_{01}.$$

entille électrostatique une couche de passage $z_i - \frac{\Delta z}{2}$, $z_i + \frac{\Delta z}{2}$. A l'intérieur de cette couche, V'' est différent de zéro, et la ourbure d'une surface équipotentielle a pour valeur

$$\frac{1}{R} = \frac{V''(z)}{2V'(z)}.$$

Nous pouvons assimiler la couche de passage à une suite de *lioptres* élémentaires de courbure réduite :

$$\mathrm{d}\rho = -\frac{\mathrm{d}(\sqrt{V})}{R} = -\frac{V''}{4\sqrt{V}}\,\mathrm{d}z.$$

La courbure réduite de la couche de passage sera la somme les courbures élémentaires :

$$\rho = \int_{z_i-\frac{\Delta z}{2}}^{z_i+\frac{\Delta z}{2}} -\frac{V''}{4\sqrt{V}}\,\mathrm{d}z = -\frac{1}{4\sqrt{V_i}}\int_{z_i-\frac{\Delta z}{2}}^{z_i+\frac{\Delta z}{2}} V''\,\mathrm{d}z$$
$$= \frac{V'_{(i-1)i} - V'_{i(i+1)}}{4\sqrt{V_i}}.$$

C'est cette expression que nous avons été conduit à choisir.

Le tableau résultant

$$\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix}$$

peut s'obtenir en effectuant le *produit, ligne par colonne,* des tableaux composants, *ces tableaux étant écrits dans l'ordre inverse de celui suivant lequel on les rencontre en décrivant la trajectoire.*

Les propriétés des lentilles électroniques sont entièrement déterminées si l'on connaît les coefficients a, b, c, d.

4. **Calcul des coefficients** a, b, c, d. **Formule de Cotes.** — Les coefficients a, b, c, d peuvent se calculer en effectuant le produit des tableaux composants.

a. Calcul de c. — Pour un intervalle (deux surfaces) :

$$c = \rho_1 + \rho_2 + \rho_1\rho_2\varepsilon_{12}.$$

Pour deux intervalles (trois surfaces) :

$$c = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 + \rho_1\rho_2\varepsilon_{12} + \rho_1\rho_3\varepsilon_{13} + \rho_2\rho_3\varepsilon_{23} + \rho_1\rho_2\rho_3\varepsilon_{12}\varepsilon_{23},$$

Ces formules se généralisent par récurrence. L'expression générale de c s'écrit

$$c = \Sigma\rho_i + \Sigma\rho_i\rho_j\varepsilon_{ij} + \ldots + \rho_1\rho_2\ldots\rho_n\varepsilon_{12}\varepsilon_{23}\ldots\varepsilon_{(n-1)n}. \qquad (6)$$

Elle est connue sous le nom de *formule de Cotes.*

b. Calcul de a, b, d. — On vérifiera de même, dans le cas de deux et trois surfaces et l'on généralisera par recurrence, les expressions

$$a = \frac{\partial c}{\partial\rho_n}, \qquad b = \frac{\partial^2 c}{\partial\rho_1\,\partial\rho_n}, \qquad d = \frac{\partial c}{\partial\rho_1}. \qquad (7)$$

Exemple. — Pour trois surfaces :

$$a = 1 + \rho_1\varepsilon_{13} + \rho_2\varepsilon_{23} + \rho_1\rho_2\varepsilon_{12}\varepsilon_{23},$$
$$b = \varepsilon_{13} + \rho_2\varepsilon_{12}\varepsilon_{23},$$
$$d = 1 + \rho_2\varepsilon_{12} + \rho_3\varepsilon_{13} + \rho_2\rho_3\varepsilon_{12}\varepsilon_{23}.$$

La très remarquable formule de Cotes permet le calcul des coefficients du tableau caractéristique de la lentille. Si le nombre d'intervalles dépasse 5 ou 6, le nombre de termes devient plus élevé. Mais la formule de Cotes permettra de conduire aisément un calcul numérique.

Remarque. — L'opération *déterminant* effectuée sur chaque tableau, donne 1 pour résultat. La même opération *déterminant* effectuée sur le tableau résultant doit donner également 1, d'où la relation

$$ad - bc = 1.$$

Il est intéressant de retenir celle-ci, et de l'utiliser

pour vérifier qu'une erreur ne s'est pas glissée dans le calcul des coefficients.

5. Position et grandeur de l'image d'un objet. Éléments remarquables d'une lentille électrostatique (5). — Soit un point objet B, situé dans le plan de front défini par $\overline{AS_1}$, ou la distance

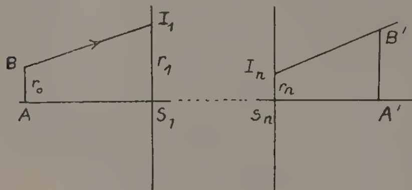


Fig. 2.

réduite $\varepsilon = \dfrac{\overline{AS_1}}{\sqrt{V_1}}$. Le rayon BI_1, situé dans un plan méridien aborde la lentille à une distance r_1 de l'axe, avec une pente $r'_1 = \dfrac{r_1 - r_0}{\overline{AS_1}}$ ou une pente réduite $T_{01} = \dfrac{r_1 - r_0}{\varepsilon}$.

Le rayon émergent correspondant I_nB' est défini par

$$r_n = ar_1 + bT_{01} = \left(a + \frac{b}{\varepsilon}\right) r_1 - b\frac{r_0}{\varepsilon}, \quad (23)$$

$$T_{n(n+1)} = cr_1 + dT_{01} = \left(c + \frac{d}{\varepsilon}\right) r_1 - d\frac{r_0}{\varepsilon}. \quad (24)$$

Il vient percer le plan de front d'abscisse réduite $\varepsilon' = \dfrac{\overline{S_nA'}}{\sqrt{V_n}}$ en un point B', à la distance de l'axe

$$r_{n+1} = r_n + \varepsilon' T_{n(n+1)} = \left(a + \frac{b}{\varepsilon} + c\varepsilon' + d\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) r_1 - \frac{b + d\varepsilon'}{\varepsilon} r_0,$$

r_{n+1} sera indépendant de r_1, et B' sera l'image de B, si le coefficient de r_1 est nul. Cette condition conduit à l'équation de correspondance entre deux plans de front conjugués

$$\boxed{c\varepsilon\varepsilon' + a\varepsilon + d\varepsilon' + b = 0} \quad (8)$$

et le grandissement en résulte

$$\boxed{g = \frac{r_{n+1}}{r_0} = -\frac{b + d\varepsilon'}{\varepsilon} = c\varepsilon' + a = \frac{1}{c\varepsilon + d}.} \quad (9)$$

Ces équations sont commodes pour fixer la position relative de l'objet et de l'image par rapport aux limites de la lentille. Mais il est possible d'introduire, comme en Optique, la notion de distance focale (et de convergence), ainsi que les points remarquables que sont les foyers et les points principaux. Sans écrire les formules très classiques de conjugaison et de grandissement obtenues, en utilisant ces éléments, nous rappellerons comment leur calcul peut être effectué à partir des coefficients a, b, c, d.

1° DISTANCES FOCALES. — Pour un rayon incident parallèle à l'axe, à une distance de l'axe égale à l'unité de longueur (*fig.* 3) :

$$r_1 = 1. \qquad T_{01} = 0.$$

Le rayon émergent est caractérisé par

$$r_n = a,$$
$$T_{n(n+1)} = r'_{n(n+1)} \sqrt{V'} = c$$

(en désignant par V' le potentiel, constant, dans l'espace image).

La distance focale image a pour valeur (6)

$$f' = -\frac{r_1}{r'_{n(n+1)}} = -\frac{\sqrt{V'}}{c}.$$

On a de même pour la distance focale objet :

$$f = -\frac{\sqrt{V}}{c}$$

(V potentiel, constant, dans l'espace objet).

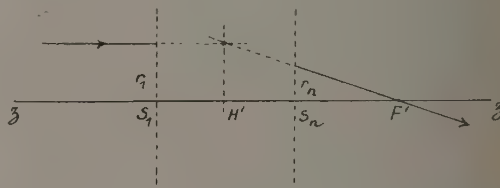


Fig. 3.

Introduisons la *distance focale réduite* φ :

$$\boxed{\frac{1}{\varphi} = \frac{\sqrt{V}}{f} = \frac{\sqrt{V'}}{f'} = -c.} \quad (10)$$

2° POSITION DES FOYERS ET DES POINTS PRINCIPAUX. — La trajectoire rectiligne, dans l'espace image, correspondant à une trajectoire incidente parallèle à l'axe, a pour équation

$$r = r_n + r'_{n(n+1)}(z - z_n) = a + \frac{c}{\sqrt{V'}}(z - z_n).$$

(5) Les formules de ce paragraphe sont identiques à celles obtenues dans le cas optique par [3]. Nous croyons utile de les rappeler.

(6) Nous convenons d'appeler, en accord avec les conventions posées dans [3] : distance focale objet : $f = \overline{FH}$; distance focale image : $f' = \overline{H'F'}$; F et F' étant les foyers H et H' les points principaux, le sens positif adopté sur l'axe étant celui de propagation des électrons.

Elle rencontre l'axe ($r = 0$) au foyer, d'abscisse $z_{F'}$:

$$z_{F'} - z_n = \overline{S_n F'} = -\frac{a}{c}\sqrt{V'}. \tag{11}$$

Si nous faisons, dans l'équation de la trajectoire $r = 1$, nous obtenons l'abscisse du point principal objet H′ :

$$\overline{S_n H'} = \frac{1-a}{c}\sqrt{V'}. \tag{12}$$

Si F et H sont respectivement le foyer objet et le point principal objet :

$$\overline{FS_1} = -\frac{d}{c}\sqrt{V}, \qquad \overline{HS_1} = \frac{1-d}{c}\sqrt{V}. \tag{13}$$

Les points nodaux, N et N′, se situent par rapport aux foyers et aux points principaux, comme dans le cas optique. Ils sont confondus avec les points principaux si les potentiels extrêmes sont identiques.

Variation continue du potentiel. — Pour obtenir une représentation aussi bonne que possible d'une lentille électronique, il faudra augmenter le nombre d'intervalles. A la limite, $\overline{S_i S_{i+1}}$ tendra vers zéro, et le nombre d'intervalles augmentera indéfiniment. Les formules précédentes restent valables, mais les coefficients caractéristiques a, b, c, d sont définis par des intégrales.

Nous renvoyons à [8] pour l'étude de ce passage à la limite qui permet de retrouver des formules déjà obtenues par d'autres méthodes en Optique électronique (⁷).

6. **Exemples d'application.** — Dans un grand nombre de cas, une bonne approximation sera obtenue en utilisant un nombre d'intervalles ne dépassant pas 4 à 6. Les conventions et la méthode que nous indiquons sont alors très commodes pour aborder et conduire les calculs des éléments principaux de la lentille et étudier ses propriétés générales. Nous allons le montrer sur quelques exemples schématiques.

a. Lentille a immersion a deux diaphragmes (*fig.* 4). — Si le diamètre des ouvertures est petit devant la distance des deux diaphragmes, la répartition du potentiel sera voisine de celle que représente la figure 4, le potentiel étant uniforme de part et d'autre de la lentille.

Pour utiliser la méthode de calcul décrite, nous aurons à considérer deux *surfaces* de courbure réduite :

$$\rho_1 = -\frac{V_2 - V_1}{4\Delta\sqrt{V_1}}, \qquad \rho_2 = \frac{V_2 - V_1}{4\Delta\sqrt{V_2}}$$

et un *intervalle* de distance réduite

$$\varepsilon = \frac{2\Delta}{\sqrt{V_1} + \sqrt{V_2}}.$$

Posons $x = \frac{V_2}{V_1}$, on obtient, après quelques calculs

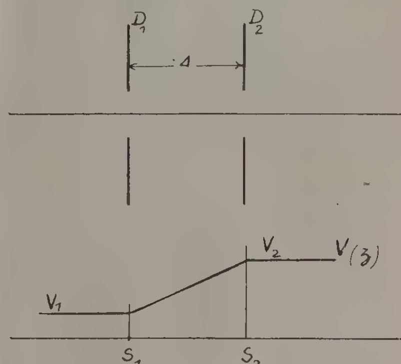


Fig. 4.

élémentaires, les coefficients du tableau caractéristique :

$$a = 1 - \frac{\sqrt{x} - 1}{2}. \qquad b = \frac{\Delta}{\sqrt{V_1}}\,\frac{2(\sqrt{x} - 1)}{x - 1},$$

$$c = -\frac{3}{8}\,\frac{\sqrt{V_1}}{\Delta}\,\frac{(x-1)(\sqrt{x}-1)}{\sqrt{x}}, \qquad d = 1 + \frac{\sqrt{x} - 1}{2\sqrt{x}}$$

$$(ad - bc = 1);$$

d'où les éléments *optiques* du système :

Convergence :

$$\frac{\Delta}{f} = \frac{3}{8}\,\frac{(x-1)(\sqrt{x}-1)}{\sqrt{x}}, \qquad \frac{\Delta}{f'} = \frac{3}{8}\,\frac{(x-1)(\sqrt{x}-1)}{x};$$

Position des foyers

$$\frac{\overline{FS_1}}{\Delta} = \frac{4}{3}\,\frac{3\sqrt{x} - 1}{(x-1)(\sqrt{x}-1)}, \qquad \frac{\overline{S_n F'}}{\Delta} = \frac{4}{3}\,\frac{x(3 - \sqrt{x})}{(x-1)(\sqrt{x}-1)};$$

Plans principaux :

$$\frac{\overline{HS_1}}{\Delta} = \frac{4}{3}\,\frac{1}{x-1}, \qquad \frac{\overline{S_2 H'}}{\Delta} = -\frac{4}{3}\,\frac{x}{x-1}.$$

(⁷) Les conventions de signe adoptées par M. Bernard diffèrent de celles que nous avons choisies ici, et conduisent, pour la formule de Cotes, à une expression contenant des signes alternativement positifs et négatifs. Ce résultat est obtenu en posant

$$\rho = \frac{V'_{i(i+1)} - V'_{(i-1)i}}{4\sqrt{V_i}} \text{ au lieu de (3).}$$

La distance des plans principaux est égale à $\overline{HH'} = -\frac{\Delta}{3}$.

Ces formules sont données dans [5] (p. 448), où se trouvent également les éléments d'une comparaison avec les résultats expérimentaux. Il est évident que la représentation est d'autant meilleure que le diamètre des ouvertures percées dans les deux diaphragmes est plus petit devant Δ.

b. LENTILLE SYMÉTRIQUE A TROIS ÉLECTRODES (*fig.* 5). — L'hypothèse la plus simple pour la répar-

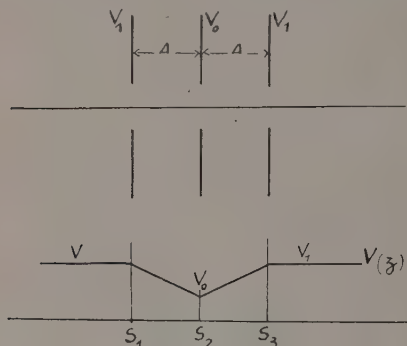


Fig. 5.

tition du potentiel, dans le cas où les ouvertures sont de diamètre petit devant les distances entre les électrodes, est celle de la figure 5. Nous devons faire intervenir trois *surfaces* de courbure réduite :

$$\rho_1 = \rho_3 = \frac{V_1 - V_0}{4\Delta\sqrt{V_1}}, \qquad \rho_2 = -\frac{V_1 - V_0}{2\Delta\sqrt{V_0}}$$

et deux *intervalles* de distance réduite :

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{23} = \frac{2\Delta}{\sqrt{V_1} + \sqrt{V_0}}.$$

Posons $x = \frac{V_0}{V_1}$:

Coefficients du tableau caractéristique :

$$a = d = 1 - \frac{3}{2}\frac{(1-\sqrt{x})^2}{\sqrt{x}},$$

$$b = \frac{2\Delta}{\sqrt{V_1}}\frac{(1-\sqrt{x})(3\sqrt{x}-1)}{(1-x)\sqrt{x}},$$

$$c = -\frac{3\sqrt{V_1}}{8\Delta}\frac{(1-x)(1-\sqrt{x})(3-\sqrt{x})}{\sqrt{x}} \qquad (ad - bc = 1);$$

Convergence :

$$\boxed{\frac{\Delta}{f} = \frac{3}{8}\frac{(1-x)(1-\sqrt{x})(3-\sqrt{x})}{\sqrt{x}}} \qquad (f = f');$$

Plans principaux :

$$\boxed{\frac{\overline{HS_1}}{\Delta} = \frac{\overline{S_3H'}}{\Delta} = -\frac{4(1-\sqrt{x})}{(1-x)(3-\sqrt{x})};}$$

Foyers :

$$\boxed{\frac{\overline{FS_1}}{\Delta} = \frac{\overline{S_3F'}}{\Delta} = -\frac{4}{3}\frac{(3x - 8\sqrt{x} + 3)}{(1-x)(1-\sqrt{x})(3-\sqrt{x})}.}$$

Ces formules traduisent bien les propriétés de la lentille symétrique.

Si x varie de 1 à 0, $\frac{\Delta}{f}$, d'abord nul, croît indéfiniment, et les valeurs calculées s'accordent bien avec les valeurs expérimentales si x n'est pas trop différent de l'unité (*voir* [5], p. 439).

Si x est supérieur à 1, c'est-à-dire $V_0 > V_1$, la convergence croît d'abord, puis décroît, s'annule et change de signe pour $x = 9$. Pour cette valeur de x, la trajectoire est symétrique comme le montre la figure 6.

On note que $\overline{FS_1} = \overline{S_3F'}$ s'annule lorsque $x = \frac{V_0}{V_1}$ est une racine de l'équation

$$3x - 8\sqrt{x} + 3 = 0,$$

soit pour $x_1 = 0{,}2$ et $x_2 = 4{,}92$.

Les foyers sont réels pour $x_1 < x < x_2$. Ils pénètrent

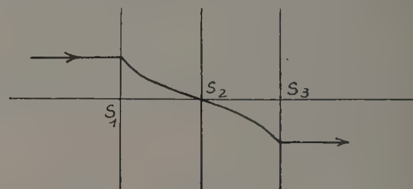


Fig. 6.

à l'intérieur de la lentille, et sont virtuels, pour $x < x_1$ ou $x > x_2$ [8].

c. LENTILLE A GRILLE. — Si une des électrodes est constituée par une couche conductrice, sans ouverture sur l'axe, mais perméable aux électrons, la courbure réduite de la *surface* correspondante est nulle. La traversée de cette électrode, supposée parfaitement transparente, ne se traduit par aucune déviation, le champ étant nul à l'intérieur de la couche. La transformation correspondante de (r, r') correspond à la matrice

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

[8] Pour $x > 1$, le système optique équivalent peut être représenté par une lentille divergente comprise entre deux lentilles convergentes. Pour $x = 9$, le « rayon » passe par le centre optique de la lentille divergente centrale.

En pratique, l'électrode perméable aux électrons sera constituée par une grille à maille fine.

Examinons le cas d'une lentille symétrique dont l'électrode centrale est remplacée par une grille. La représentation approchée de $V(z)$ est la même que dans le cas précédent, mais $\rho_2 = 0$.

Coefficients caractéristiques :

$$a = d = 2 - \sqrt{x}, \qquad b = \frac{4\Delta}{\sqrt{V_1}} \frac{1}{1 + \sqrt{x}},$$

$$c = \frac{\sqrt{V_1}}{4\Delta}(1 - x)(3 - \sqrt{x}) \qquad (ad - bc = 1);$$

Convergence :

$$\boxed{\frac{\Delta}{f} = \frac{1}{4}(x - 1)(3 - \sqrt{x});}$$

Position des foyers :

$$\boxed{\frac{\overline{FS_1}}{\Delta} = \frac{\overline{S_3F'}}{\Delta} = 4\frac{(2 - \sqrt{x})}{(x - 1)(3 - \sqrt{x})};}$$

Position des plans principaux :

$$\frac{\overline{HS_1}}{\Delta} = \frac{\overline{S_3H'}}{\Delta} = \frac{4(\sqrt{x} - 1)}{(1 - x)(3 - \sqrt{x})}.$$

La lentille symétrique à grille est *convergente* si $x > 1$, c'est-à-dire si $V_0 > V_1$. Elle est *divergente* si $x < 1$.

Les formules écrites sont en bon accord avec l'expérience (*voir* [5], p. 440). Nous noterons que,

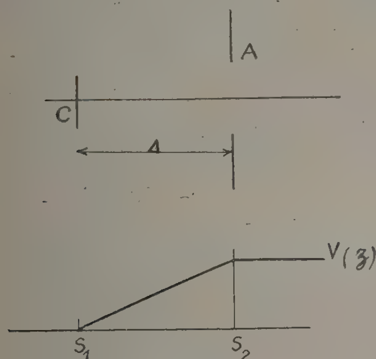


Fig. 7.

si $x \to 0$, l'expression de $\frac{\Delta}{f}$ ne tend pas vers l'infini, mais vers la valeur limite $-\frac{3}{4}$.

La lentille à grille est beaucoup plus efficace, pour les valeurs de V_0 peu différentes de V_1, que la lentille symétrique à trois électrodes, dont la convergence présente un minimum nul au voisinage de $x = 1$.

d. Lentille cathodique. — Soit une cathode émissive C que nous supposons plane, et l'anode A percée d'une ouverture centrée. Supposons que les électrons sont émis avec une vitesse très faible correspondant à un potentiel d'accélération v, et qu'il existe un champ uniforme entre la cathode et l'anode, portée au potentiel V ($V \gg v$). Au delà de l'anode les électrons pénètrent dans une région de champ nul (*fig.* 7).

L'action de l'intervalle d'accélération et celle de

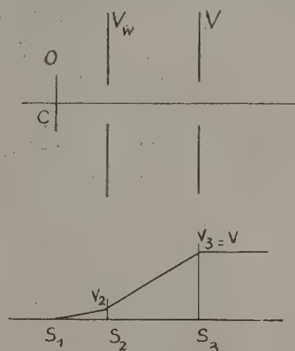


Fig. 8.

la traversée du trou d'anode sont caractérisées par les tableaux

$$\begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{01} \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho_1 & 1 \end{vmatrix} \qquad \left(\varepsilon_{01} = \frac{2\Delta}{\sqrt{V} + \sqrt{v}} \sim \frac{2\Delta}{\sqrt{V}}\right), \quad \left(\rho_1 = \frac{\frac{V}{\Delta}}{4\sqrt{V}} = \frac{\sqrt{V}}{4\Delta}\right).$$

A l'approximation de ce calcul, la vitesse initiale, variable d'un électron à l'autre, mais très faible n'intervient pas, ce qui démontre l'existence d'une image. L'action totale, pour les électrons quittant la cathode est représentée par la transformation résultante :

$$\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{01} \\ \rho_1 & 1 + \rho_1\varepsilon_{01} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & \frac{2\Delta}{\sqrt{V}} \\ \frac{\sqrt{V}}{4\Delta} & \frac{3}{2} \end{vmatrix}.$$

La cathode est confondue avec S_1 ($\varepsilon = 0$). Son image a pour abscisse réduite [formule (8)] :

$$\varepsilon' = \frac{\overline{S_2C'}}{\sqrt{V}} = -\frac{b}{d} = -\frac{4\Delta}{3\sqrt{V}},$$

soit

$$\overline{S_2C'} = \frac{4}{3}\overline{S_2C}.$$

Le grandissement correspondant a pour expression [formule (9)].

$$g = \frac{1}{d} = \frac{2}{3}.$$

Ces résultats ont déjà été proposés et comparés à l'expérience (*voir* [5], p. 453).

Objectif à émission. Canon à trois électrodes. — Nous supposerons, ici encore, que le champ est uniforme dans l'intervalle cathode-électrode intermédiaire (électrode de Wehnelt), et l'intervalle électrode intermédiaire-anode ([9]). Nous désignerons par V_2 le potentiel *sur l'axe* dans le plan de l'électrode intermédiaire. Cette valeur différera généralement beaucoup du potentiel de l'électrode intermédiaire elle-même ([10]). V pourra résulter soit d'une mesure à la cuve rhéographique, soit du calcul.

Pour un électron émis par la cathode, l'action du système sera définie par le tableau

$$\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho_3 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{23} \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho_2 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{12} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

([9]) Ce calcul a été fait, à partir des mêmes hypothèses, mais par une méthode très différente, par Ellis [10], qui en a montré l'intérêt de même que les limites de sa validité.

([10]) Ceci est particulièrement évident dans le cas où ce potentiel est négatif.

Écrivons

$$\rho_2 = \frac{V'_{12} - V'_{23}}{4\sqrt{V_2}} = \frac{V'_{12} - 0}{4\sqrt{V_2}} + \frac{0 - V'_{23}}{4\sqrt{V_2}} = \rho'_2 + \rho''_2,$$

$$\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix} = \left[\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho_3 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{23} \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho''_2 & 1 \end{vmatrix} \right] \times \left[\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \rho'_2 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & \varepsilon_{12} \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \right].$$

L'action totale peut être considérée comme résultant :

— de celle d'une lentille cathodique simple (deuxième crochet);

— de celle d'une lentille à deux diaphragmes (premier crochet).

Il est alors facile de conduire le calcul en utilisant les résultats des paragraphes précédents.

Ces quelques exemples montrent qu'il est possible d'obtenir rapidement une représentation convenable des propriétés générales des lentilles électrostatiques les plus courantes par cette méthode. Elle permet d'aborder une étude plus complète, en augmentant le nombre d'intervalles utilisé pour la représentation de $V(z)$.

Manuscrit reçu le 2 février 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] CHRÉTIEN H. — Calcul des combinaisons optiques.

[2] DURAND E. — Étude analytique des systèmes centrés. *Revue d'Optique*, 1944, **23**, 91.

[3] DURAND E. — Étude générale des systèmes centrés *L'information des Sciences physiques*, 1946, **5**, 135, Baillière, éditeur.

[4] HERMANN. — Geometrical Optics.

[5] ZWORYKIN, MORTON, RAMBERG, HILLIER et VANCE. — Electron Optics and the Electronmicroscope, Wiley, New-York, 1948.

[6] GANS R. — Strahlengang in elektronenoptischen Systemen. *Z. Physik*, 1937, **2**, 41.

[7] DE BROGLIE L. — Optique électronique et corpusculaire, Hermann, Paris, 1950.

[8] BERNARD M. — Sur quelques formules d'Optique électronique. *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 761.

[9] CARTAN L. — Sur une nouvelle méthode de focalisation des faisceaux d'ions positifs rapides. Application à la spectrographie de masse. *J. Physique Rad.*, 1937, **8**, 11.

[10] ELLIS G. — L'optique du canon électronique à trois électrodes. *J. appl. Phys.*, 1947, **18**, 879.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.
PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 13, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952, PAGE 91 A.

UNE MÉTHODE DE CALCUL DES TRAJECTOIRES EN OPTIQUE ÉLECTRONIQUE GÉNÉRALISATION AUX ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES LINÉAIRES HOMOGÈNES

Par F. BERTEIN.

Laboratoire de Radioélectricité de l'E. N. S.

Sommaire. — La méthode exposée antérieurement [1] est reprise ici sous une forme plus générale dans le but de mieux juger de ses modalités d'application; on parvient, en particulier, à quelques conclusions en ce qui concerne le choix de fonctions de base et la possibilité d'améliorer une approximation d'ordre donné.

Principales notations adoptées. — *Indices.* — Les indices seront, soit inférieurs, soit supérieurs, pour une raison de variance qu'on indiquera; ils ne représentent jamais des exposants sauf lorsqu'ils portent sur x (x^1, x^2, ...).

L'accentuation indique la dérivation par rapport à x.

a, b, c (fonctions de x), coefficients de l'équation (1);
a_1, b_1, (2);
AA′, BB′, points antiprincipaux et principaux (centre et sommet dans les miroirs) (*fig.* 1);
p, (5);
P_i, (4);
P, (9);
$P_{i\lambda}$, (5);
s, solution (en général approchée) de l'équation (1);
s^λ, (3);
$s^{i\lambda}$, (9);
x, variable envisagée dans un intervalle noté (0,1);
v, potentiel sur l'axe Ox;
u, w;
α_λ, β_i, fonctions de base;
$\bar{\alpha}_\lambda$, α'_λ, (11);
Δ, (14);
∂, (19);
σ, (14);
σ^i, (17);

1. **Méthode générale d'approximation.** — La méthode exposée précédemment [1] s'applique aux équations différentielles linéaires indépendamment de toute considération d'optique électronique dans l'approximation de Gauss; le langage de cette dernière sera toutefois conservé car il a l'avantage d'associer des images concrètes à l'appareil mathématique. On retrouvera tout d'abord des résultats antérieurs, mais sous une forme plus générale. Cette généralisation va de pair avec l'existence d'un large arbitraire dans le choix de chaque processus particulier de calcul, mais la recherche de l'approximation optimum est susceptible d'orienter un tel choix.

L'équation étudiée sera

$$as'' + bs' + cs = 0, \tag{1}$$

la variable est x, la fonction inconnue $s(x)$, les coefficients étant des fonctions connues de x : $a(x)$, $b(x)$, $c(x)$, réelles ou complexes.

Nous ne considérons qu'un *intervalle fini d'abscisses* que nous appelons lentille. Le problème est de trouver la relation entre *l'« entrée » et la « sortie » de chaque trajectoire* $s(x)$, c'est-à-dire entre les rayons incident et émergent, rayons que nous définissons en prolongeant les trajectoires de façon rectiligne à l'extérieur de la lentille.

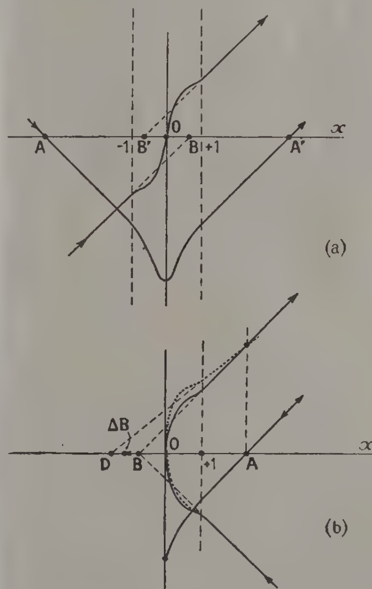


Fig. 1.

La connaissance de $s(x)$ à l'intérieur de la lentille ne nous intéresse pas en elle-même.

Les possibilités suivantes seront notées en ce qui concerne l'équation (1) :

1° *Lentille proprement dite; équation* (1) *régulière* (*dans l'intervalle envisagé*) (*fig.* 1 *a*). — D'après la théorie des équations différentielles, ce cas est celui où les fonctions $\frac{b}{a}$ et $\frac{c}{a}$ sont régulières. Pour simplifier les calculs et en considération des applications pratiques, nous nous bornerons ici aux *problèmes symétriques*, c'est-à-dire à ceux admettant deux solutions fondamentales respectivement paire et impaire en x. Les incidents et émergents correspondants définissent les *points cardinaux antiprincipaux* A, A′ *et principaux* B, B′. On prendra le cas où les fonctions a et c sont paires, b impaire en x; *l'intervalle d'abscisses de la lentille sera noté* (— 1, + 1). On verrait d'après [1] comment traiter les lentilles ne présentant pas la symétrie mentionnée.

2° *Cathode ou miroir : équation* (1) *présentant un point singulier* (*fig.* 1, *b*). — Le point singulier sera supposé en $x = 0$.

Nous nous bornerons en raison de son intérêt physique majeur, au cas où cette singularité se traduit par deux solutions fondamentales de la forme :

$x^m \times$ fonction holomorphe en $x = 0$, *m prenant les valeurs respectives* 0 *et* $\frac{1}{2}$.

D'après le théorème de Fuchs [2] tel est le cas lorsque les fonctions a, b, c supposées holomorphes en $x = 0$, satisfont aux conditions

$$a(0) = 0,$$

$$\frac{b}{a} \to \frac{1}{2x} \quad \text{pour} \quad x \to 0,$$

c'est-à-dire

$$\left.\begin{aligned} a &= a_1 x + a_2 x^2 = \ldots \qquad (a_1 \neq 0), \\ b &= \frac{a_1}{2} + b_1 x + \ldots, \\ c &= c_0 + \ldots. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

La lentille se présente alors sous l'aspect d'une *cathode émissive* (lentille à « immersion ») *ou d'un miroir*; son intervalle s'arrête au point singulier $x = 0$, de sorte que nous le noterons (0,1). On reconnaît, en effet, les trajectoires fondamentales :

a. celle du centre ($m = 0$), holomorphe dans tout l'intervalle et par suite ne présentant qu'une seule branche, c'est-à-dire un aller et un retour confondus;

b. la trajectoire du sommet $\left(m = \frac{1}{2}\right)$ égale au produit par $x^{\frac{1}{2}}$ d'une fonction holomorphe, et par suite présentant deux branches symétriques par rapport à l'axe des abscisses.

Les rayons incidents correspondants à ces trajectoires définissent respectivement *le centre* A *et le sommet* B *du « miroir équivalent »*, points jouant ici, le rôle de points antiprincipaux et principaux deux à deux confondus.

Le point de vue envisagé ici, sera plus celui de miroir que celui de cathode, du fait que nous étudions les relations entre rayons incidents et émergents; le problème de la cathode exigerait, en effet, l'examen de leurs relations avec les trajectoires au voisinage de $x = 0$.

Bien entendu, un passage à la limite permettrait le cas échéant d'envisager des lentilles et miroirs d'étendue infinie; les rayons incidents et émergents seraient alors les asymptotes des branches infinies des trajectoires $s(x)$.

Résolution du problème. — Nous avons fait jusqu'ici jouer aux fonctions x^i, le rôle de fonctions de base destinées à l'obtention de développements et de « moments ». Mais il en résulte une restriction des possibilités que nous éviterons maintenant en adoptant *deux systèmes de fonctions de base en principe distincts et non spécifiés* a priori, soient $\alpha_\lambda(x)$ d'une part et $\beta_i(x)$ de l'autre. λ et i sont des indices prenant les valeurs 1, 2, 3, ...

Les $\alpha_\lambda(x)$ serviront à développer certaines fonctions $s(x)$ conformément aux notations

$$s(x) = \sum s^\lambda \alpha_\lambda. \tag{3}$$

Elles devront à cet égard être en nombre suffisant, ce qui n'implique pas nécessairement qu'elles forment une suite infinie. Les $\beta_i(x)$ serviront à définir les *moments* de diverses fonctions $p(x)$ suivant

$$P_i = \int_0^1 \beta_i p \, dx. \tag{4}$$

(limites d'intégration différentes de celles prises en [1]).

Il n'est pas nécessaire qu'elles soient en nombre infini. Un cas particulièrement commode est *celui où ces fonctions forment un système orthogonal et normé* dans l'intervalle (0,1), c'est-à-dire

$$\int_0^1 \beta_i \beta_k \, dx = \delta_{ik}$$

car les P_i sont alors du même coup les coefficients du développement de p par rapport aux β_i :

$$p(x) = \sum P_i \beta_i.$$

La résolution de la lentille s'obtient en calculant de façon approchée chacune de ses deux trajectoires fondamentales; on écrit à cet effet la trajectoire en question sous forme d'un développement (3) limité à un nombre N de termes; pour en déterminer les coefficients s^λ, on porte ce développement dans le premier terme de l'équation (1) ce qui fournit la fonction

$$as'' + bs' + cs = p(x). \tag{5}$$

On forme ensuite les $N-1$ premiers moments P_i de p et leur annulation fournit les s_λ.

Bien entendu le système de base β_i doit être choisi de manière à ne pas donner de P_i identiquement nuls *a priori* en raison des symétries des fonctions.

Au point de vue analytique, on aura ainsi

$$P_i = \int_0^1 (a\beta_i s'' + b\beta_i s' + c\beta_i s)\,dx,$$

ce qui peut s'écrire en substituant (2)

$$P_i = \sum_\lambda P_{i\lambda} s^\lambda. \tag{6}$$

Les $P_{i\lambda}$ sont de ce fait des coefficients calculables par quadratures en s'aidant, le cas échéant d'intégrations par parties, exemple :

$$P_{i\lambda} = \int_0^1 [(a\beta_i)'' - (b\beta_i)' + c\beta_i]\,\alpha_\lambda\,dx + \{[b\beta_i - (a\beta_i)']\alpha_\lambda + a\beta_i\alpha'_\lambda\}_0^1. \tag{7}$$

Les s^λ sont par suite déterminés par le système algébrique linéaire et homogène :

$$\left| P_i = \sum_\lambda P_{i\lambda} s^\lambda = 0 \right| \qquad (i = 1, \ldots, N-1). \tag{8}$$

On prendra, en principe, pour fixer les idées $N = 3$ ce qui nous donne une approximation du deuxième ordre [système (8) à deux équations]. Si l'on note :

$$P = \text{dét} \begin{vmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{vmatrix}, \tag{9}$$

$s^{j\lambda}$ = mineurs du deuxième ordre (avec signe) associés aux $P_{i\lambda}$; les $s^{i\lambda}$ satisfont en conséquence aux relations

$$\sum_\lambda P_{i\lambda} \frac{s^{j\lambda}}{P} = \delta_{ij} \qquad (i, j, \lambda = 1, 2, 3), \tag{10}$$

la solution de (7) est donnée par $s^{3\lambda}$ à un coefficient près que nous choisissons, par exemple, de manière à avoir un émergent de pente 1, donc

$$\left. \begin{aligned} s^\lambda &= \frac{s^{3\lambda}}{\sum_\mu \bar{\alpha}'_\mu s^{3\mu}}, \\ \bar{\alpha}_\lambda &= \alpha_\lambda(1), \qquad \bar{\alpha}'_\lambda = \alpha'_\lambda(1). \end{aligned} \right\} \tag{11}$$

2. **Expression du terme correctif.** — La discussion de l'approximation choisie $s(x)$ est possible à l'aide d'une relation fournissant le terme correctif, c'est-à-dire l'erreur commise. Son obtention a été indiquée en [1]; reprenons-la sommairement dans le cas d'un miroir (*fig.* 1, *b*), cas un peu plus délicat que celui d'une lentille normale en raison de la superposition des espaces objet et image.

Désignons par s_A et s_B les trajectoires fondamentales (approchées) du centre et du sommet; conformément à la convention ci-dessus :

$$s'_A(A) = -1, \qquad s'_B(A) = -1.$$

Rappelons *que les points cardinaux sont définis par les rayons incidents et émergents*, c'est-à-dire se trouvent dans les espaces objet et image réels ou virtuels.

On posera

$$s_A(A)\,s'_B(A) - s'_A(A)\,s_B(A) = \overline{BA} = 2f, \tag{12}$$

(*f = distance focale*).

Il est nécessaire de choisir un sens de parcours sur $s_B(z)$ en vue d'intégrations notées $\oint$ et qui auront lieu de l'espace objet à l'espace image, c'est-à-dire suivant un aller [x variant de $x(A)$ à zéro], et un retour [x variant de zéro à $x(A)$]. Nous prendrons le sens indiqué sur la figure 1, *b* (émergent de pente 1). Nous poserons d'autre part

$$\Gamma(x) = e^{\oint_A^x \frac{b}{a} dx}. \tag{13}$$

Au voisinage de $x = 0$, la partie non holomorphe de $\frac{b}{a}$ est $\frac{1}{2x}$; celle de $\oint \frac{b}{a} dx$, est par suite $\log x^{\frac{1}{2}}$; il en résulte que Γ est une fonction à deux déterminations opposées au même titre que pour $s_B(x)$, le passage d'un signe à l'autre doit se faire lors du passage de x par zéro dans les intégrations précitées : Γ sera donc > 0 à l'aller (puisque $= 1$ au départ) et < 0 au retour. Toutefois, les formules finales s'écriront avec des intégrations $\int_0^1$ portant sur la *détermination positive*.

Soit alors la trajectoire approchée $s(x)$ donnant $p(x)$; la trajectoire exacte de même incidence peut s'écrire $s(x) + \eta(x)$; la correction $\eta(x)$ est selon la théorie des équations différentielles [2] :

$$\eta(x) = \frac{1}{2f}\left[s_A(x)\oint_A^x s_B \frac{p}{a}\Gamma\,dx - s_B(x)\oint_A^x s_A \frac{p}{a}\Gamma\,dx \right].$$

Il suffit de déterminer les corrections des deux trajectoires s_A et s_B elles-mêmes. Soit par exemple $s = s_B$; en vertu des symétries des fonctions vis-à-vis de l'aller et du retour, l'on a en A′

$$\eta(A') = 0,$$

$$\eta'(A') = \frac{1}{2f}\oint s_B \frac{\Gamma}{a} p\,dx = -\frac{1}{f}\int_0^1 s_B \frac{\Gamma}{a} p\,dx,$$

l'émergent corrigé coupe Oz en un point D; la position du sommet exact est alors définie par la correction $\Delta B = \frac{\overline{BD}}{2}$, soit

$$\Delta B = -2\int_0^1 s_B \frac{\Gamma}{a} p\,dx.$$

Ce même type de formule se retrouve dans les autres cas : *si Δ désigne la correction à faire subir à la position approchée du point cardinal image défini par la trajectoire fondamentale s*, l'on a dans tous les cas :

$$\left.\begin{aligned} \Delta &= -2\int_0^1 \sigma p \,\mathrm{d}x, \\ \sigma &= s\,\frac{e^{\int_A^x \frac{b}{a}\mathrm{d}x}}{a}. \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Rappelons que dans ces expressions, les trajectoires doivent être normalisées (pente 1 dans les espaces extrêmes et en valeur absolue); il n'est plus nécessaire de préciser ici le signe car s intervient en fait quadratiquement dans (14); la fonction $\frac{e^{\int_A^x \frac{b}{a}\mathrm{d}x}}{a}$ doit être prise avec le signe +.

Δ n'est qu'une valeur approchée de la correction considérée; la valeur exacte s'obtiendrait dans le cas limite sans intérêt où la fonction s figurant dans σ serait la trajectoire exacte elle-même.

Les coefficients a, b, c de notre équation différentielle ne sont bien entendu définis qu'à une même fonction facteur près, *a priori* arbitraire; d'après (14) on peut choisir cette dernière de manière à avoir $\sigma = s$ de telle sorte que δ prend dans ces conditions, la forme plus simple :

$$\Delta = -2\int_0^1 sp\,\mathrm{d}x. \quad (15)$$

On verrait par exemple que, dans le cas du problème de focalisation électrostatique axiale, il suffit de prendre l'équation classique

$$4vs'' + 2v's' + v''s = 0.$$

sous la forme

$$4v^{\frac{1}{2}}s'' + 2v^{-\frac{1}{2}}v's' + v^{-\frac{1}{2}}v''s = 0. \quad (16)$$

Nous transformerons l'expression (14) de Δ de manière à faire apparaître sa structure; on développera

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= \sum \sigma^i \beta_i, \\ \Delta &= -2\int_0^1 \sum \sigma^i \beta_i p\,\mathrm{d}x = -2\sum \sigma^i P_i. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Cette expression permet de concevoir que le choix des fonctions approchées $s(z)$ puisse fournir une erreur Δ faible du fait de l'annulation des premiers P_i (8).

Remplaçant les P_i par leur développement et compte tenu de (10) et (11), Δ prend ainsi la forme

$$\Delta = -\frac{2\left(P\sigma^3 + \sum_{j\mu} \sigma^j P_{j\mu} s^{3\mu}\right)}{\sum_\nu \bar{\alpha}'_\nu s^{3\nu}} \quad (j = 4, 5, \ldots).$$

La position du point cardinal objet A ou B étant donnée par

$$Z\binom{A}{B} = s(1) - 1 = \frac{\sum_\lambda (\bar{\alpha}_\lambda - \bar{\alpha}'_\lambda) s^{3\lambda}}{\sum_\nu \bar{\alpha}'_\nu s^{3\nu}}, \quad (18)$$

on voit que *l'erreur relative* est

$$\delta = \frac{2\left(P\sigma^3 + \sum_{j\mu} \sigma^j P_{j\mu} s^{3\mu}\right)}{\sum_\nu (\bar{\alpha}'_\nu - \bar{\alpha}_\nu) s^{3\nu}}. \quad (j = 4, 5, \ldots). \quad (19)$$

Représentation géométrique. — L'expression (19) possède une signification tensorielle, elle exprime la *variance* de δ vis-à-vis des changements de systèmes de base α_λ ou β_i adoptés dans la résolution,

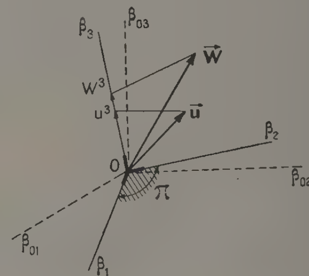


Fig. 2.

ce qui permettra d'orienter le choix de ces fonctions. Examinons en effet ce point de vue vis-à-vis des fonctions β_i par exemple, la représentation géométrique rendant les résultats mieux apparents (*fig.* 2).

Prenons *l'espace fonctionnel associé aux fonctions* β_i, c'est-à-dire présentant autant de coordonnées qu'il existe de valeurs de i; à tout système de base β_i correspondra un système distinct d'axes de coordonnées cartésiennes auxquelles sera rapporté cet espace; à cet effet :

a. on prend tout d'abord un système β_{0i} particulier et on lui associe un système d'axes arbitraire, par exemple rectangulaire, chaque axe correspondant à chaque fonction β_{0i};

b. on envisage tous les systèmes β_i dont les fonctions sont développables en β_{0i}; étant donné l'un quelconque de ces systèmes, il se déduit donc du précédent à l'aide de formules exprimant une substitution linéaire :

$$\beta_i = \sum_k \beta_i^k \beta_{0k}, \quad (20)$$

on lui associera le système d'axes dont les vecteurs de base se déduisent des premiers par cette même substitution linéaire β_i^k.

Tout changement de système de base β_i entraîne une modification des diverses quantités ..., $s^{i\lambda}$, ..., et certaines de ces quantités formeront ainsi des tenseurs.

Le système β_i définira, selon l'usage la covariance, cette covariance étant repérée par des indices inférieurs : $i, k, \ldots$, les indices supérieurs $i, k, \ldots$ seront en principe ceux de tenseurs contrevariants. On sait, que ces derniers ont une représentation simple : un contrevariant peut être considéré comme donné par le système des composantes d'un vecteur fixe sur les axes associés à β_i.

Nous ne considèrerons pas simultanément de changement de système de base α_λ de sorte qu'au point de vue actuel, ces fonctions sont invariantes; (mais il n'en est pas nécessairement ainsi des autres expressions à indices grecs, λ, μ, ...).

Passons alors en revue les variances des expressions obtenues :

$P_{i\lambda}$ et σ^i ont celles indiquées par la position de leurs indices, en vertu de (7) et (17); de même $\frac{s^{i\lambda}}{P}$, mais seulement relativement au sous-espace $\beta_1 \beta_2 \beta_3$ d'après (10), c'est-à-dire *si l'on se borne aux changements de base sur $\beta_1 \beta_2 \beta_3$, ce que nous supposerons.*

$s^{i\lambda}$ lui-même ne formerait un tenseur que dans le cas de changements de base rectangulaires car P est alors invariant.

s^λ est donné d'après (14) par le rapport des composantes de deux vecteurs sur l'« axe » β_3.

L'erreur relative δ présente une définition de variance analogue, suivant (19). Prenons *les deux vecteurs* $\vec{u}$ *et* $\vec{w}$ dont les composantes forment les contrevariants suivants :

$$\left.\begin{aligned} \vec{u} &= 2\left(\sigma^i + \sum_{j\mu} \sigma^j P_{j\mu} \frac{s^{i\mu}}{P}\right), \\ \vec{w} &= +\sum_{\lambda} (\bar{\alpha}'_\lambda - \bar{\alpha}_\lambda) \frac{s^{i\lambda}}{P}, \\ &(j = 4, 5, \ldots) \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

δ est donné par *le rapport de leurs composante sur* β_3 :

$$\delta = \frac{u^3}{w^3}. \tag{22}$$

D'ailleurs s'il s'agit d'une approximation correcte, le développement de u est suffisamment convergent pour pouvoir être limité à son premier terme, de sorte que si l'on envisage le vecteur $\vec{\sigma}$ défini par σ^i, (22) se réduit à

$$\delta = \frac{\sigma^3}{w^3}. \tag{23}$$

3. **Choix des fonctions de base** α_λ, β_i. — *Fonctions* α_λ. — *A priori* ces fonctions doivent être adaptées à la forme de la trajectoire s à représenter, c'est-à-dire susceptibles de l'exprimer avec une bonne précision suivant un développement (3) à trois termes s'il s'agit d'approximation du deuxième ordre. Les *fonctions* x^λ *s'imposent tout naturellement.*

Lentilles. — Elles conduisent ainsi à des polynomes du quatrième ou du cinquième degré, suivant qu'il s'agit de la trajectoire paire ou de la trajectoire impaire, ce qui raisonnablement semble convenir dans les cas simples [1]. L'évaluation de la correction préciserait chaque fois les limites d'un tel procédé.

Miroirs. — La trajectoire du centre est holomorphe et l'on connaît sa pente à l'origine $x = 0$ par développement de (1) en série (dans les problèmes d'optique, le rayon y est tangent au champ électrique puisque le mouvement y présente un rebroussement) :

$$s'(0) = -\frac{2c_0}{a_1} s(0).$$

On l'exprimera par suite par le polynome

$$s(x) = s^0 - \frac{2c_0}{a_1} s^0 x + s^2 x^2 + s^3 x^3. \tag{24}$$

Quant à la trajectoire du sommet, elle s'écrira tout naturellement :

$$s(x) = s^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}} \left(1 + s^{\frac{3}{2}} x + s^{\frac{5}{2}} x^2\right). \tag{25}$$

Cas nécessitant d'autres fonctions. — Il peut arriver que la représentation correcte des trajectoires par fonctions x^λ en exige un nombre tel que l'approximation à envisager soit d'ordre N prohibitif (en principe $N \geq 4$). Tel est le cas pour *une « lentille » s'étendant jusqu'à l'infini.* Il en est encore de même *si l'équation* (1) *a « presque » une singularité essentielle,* c'est-à-dire si, en vertu des fonctions a, b, c, elle se trouve à la limite des hypothèses admises au début. L'exemple type serait celui de la lentille hyperbolique [4] quand le potentiel minimum v_0 est très faible. Les trajectoires esquissent alors l'ébauche d'une singularité plus complexe (oscillations tout au voisinage de $x = 0$) et ne sont manifestement plus représentables aisément par polynomes (exemple : [3], *fig.* 8). De tels cas pourraient se traiter en fractionnant, par exemple, la lentille en lentilles partielles juxtaposées, ou en faisant appel à d'autres fonctions α_λ; nous ne les envisagerons pas dans l'exposé actuel [4].

Fonctions de base β_i. — D'après (22) *l'erreur commise par l'approximation dépend considérablement du choix des fonctions* β_i; elle peut prendre toutes les valeurs, de zéro à l'infini. Comme il a été dit plus haut, ne seront envisagés que les changements de base concernant les trois premières fonctions β_i ($i = 1, 2, 3$), c'est-à-dire les choix limités au sous-espace à trois dimensions correspondant.

Alors δ est nul si le plan $\beta_1\ \beta_2$ contient $\vec{u}$ mais non $\vec{w}$, il est infini s'il contient $\vec{w}$ mais non $\vec{u}$.

Remarquons par ailleurs que *chaque solution* $s\ (x)$ *distincte est associée* non à des axes β_1, β_2, β_3 déterminés mais simplement *à un plan* $\beta_1\ \beta_2$ *déterminé que nous noterons* Π; cela résulte de ce que les deux moments nuls, relatifs à β_1 et β_2 le sont aussi bien si on les forme avec deux combinaisons linéaires de ces fonctions, et indépendamment de β_3. On peut donc toujours supposer que les axes β_1, β_2, β_3 sont, par exemple rectangulaires.

Supposons que nous connaissions à l'avance de manière approchée, la solution s^λ; il en résulte que l'on connaît du même coup des versions approchées des vecteurs $\vec{u}$ et $\vec{w}$ et nous pouvons voir alors géométriquement quel choix d'axes fournira l'approximation du deuxième ordre optimum la plus probable.

Le plan $\beta_1\ \beta_2$ est alors parfaitement déterminé par la recherche de u^3 le plus faible et w^3 le plus grand possible; ce sera le plan passant par $\vec{u}$ et perpendiculaire au plan $(\vec{u}.\vec{w})$.

Toutefois, si les longueurs $|u|$, $|w|$, des vecteurs $\vec{u}$ et $\vec{w}$ sont telles que $|u| \ll |w|$, le choix des axes importera peu, δ restant toujours très faible, à condition que $\vec{w}$ ne soit pas trop voisin du plan $(\beta_1\ \beta_2)$.

Supposons les fonctions β_i *ordonnées suivant leur ordre naturel*, c'est-à-dire, par exemple $\cos x$, $\cos 2x$, $\cos 3x$, ...; la convergence du développement de σ en β_i entraîne la décroissance des termes de la suite σ^i, du moins à partir d'un certain rang. *Dans le cas des potentiels les plus simples et non trop « convergents »* la fonction $\sigma(x)$ a une forme suffisamment simple pour que la décroissance des σ^i se manifeste déjà pour σ^3, c'est-à-dire $\sigma^j \ll \sigma^3 \ll \sigma^1, \sigma^2$; ces inégalités expriment que $\vec{u}$ se réduit sensiblement au vecteur $2\vec{\sigma}$ et qu'il est, de plus, voisin du plan $(\beta_1\ \beta_2)$.

De telles fonctions β_i conviendront, par suite, à l'approximation du deuxième ordre; c'est ce choix, le plus naturel qui a été adopté précédemment [1], les β_i étant x^0, x^2, x^4, ... ou x^1, x^3, x^5, ... (puissances de x), suivant la parité des fonctions mises en jeu.

Si au contraire la décroissance des σ^i *ne se manifeste pas pour* σ^3, cas où les potentiels sont moins simples ou plus convergents, u n'est pas forcément voisin du plan $(\beta_1\ \beta_2)$ l'approximation du deuxième ordre avec les fonctions β_i dans l'ordre naturel risque d'être très insuffisante; il faudra passer à un ordre supérieur *ou corriger l'approximation en opérant par exemple un changement de base approprié pour ramener à de bonnes conditions « géométriques »* au sens de la figure 2.

Cas où le problème présente un paramètre variable. — A chaque valeur du paramètre correspond une solution, c'est-à-dire des vecteurs $\vec{u}$, $\vec{w}$, déterminés; les lieux respectifs de ces vecteurs sont donc deux cônes C_u, C_w de sommet zéro.

Si la première valeur, soit zéro, du paramètre correspond à un champ nul, la solution est alors $s = 1$ ou $s = x$, et au voisinage l'on a $\sigma_3 \ll \sigma_2 \ll \sigma_1$, ce qui montre que C_u (mais non C_w) part de l'axe β_1 et tangentiellement au plan $(\beta_1\ \beta_2)$.

Si l'on veut résoudre avec des axes fixés une fois pour toutes et adaptés, on sera conduit à prendre le plan Π aussi voisin que possible de la surface C_u.

4. Exemples. — Les exemples feront intervenir les fonctions x^i et x^λ; les indices i et λ seront les exposants eux-mêmes et par suite ne prendront pas nécessairement la suite des valeurs 1, 2, 3 qui ont été supposées jusqu'ici.

Lentilles. — Elles ont fait l'objet [1] d'application numérique; nous n'y revenons ici que pour une observation concernant les fonctions β_i qui

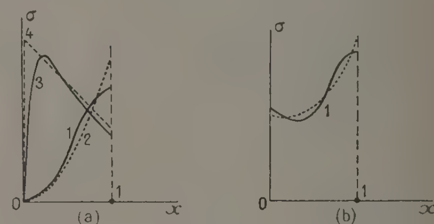


Fig. 3.

ont été choisies alors. La détermination de la trajectoire impaire a été effectuée à l'aide des fonctions x^1 et x^3, mais on aurait pu prendre plus simplement encore, les fonctions x^0 et x^1. Le choix de x^1 et x^3 était toutefois préférable, car ces deux fonctions permettent *a priori* plus facilement d'approximer la fonction impaire σ (*fig.* 3, courbes 1 et 2) : géométriquement, elles définissent un plan Π plus voisin du $\vec{u}$. Cela est vrai du moins tant que la pente de σ ne devient pas trop élevée à l'origine zéro; sinon (cas où la convergence de la lentille est suffisamment forte) il pourra se faire que les fonctions x^0 et x^1 permettent une meilleure approximation de σ (*fig.* 3, *a*, courbes 3 et 4) ce qui les rendrait alors préférables. Toutefois, un tel domaine de « supériorité » de ces fonctions x^0 et x^1 semble mal délimité *a priori* et il est plus sûr, si l'on veut améliorer l'approximation du deuxième ordre, d'effectuer un changement approprié de système de base β_i comme nous en verrons l'exemple dans le paragraphe suivant. Des observations analogues se présentent dans la détermination de la trajectoire paire en ce qui concerne le choix des fonctions x^0 et x^2 plutôt que x^0 et x^1.

Miroirs; application au champ hyperbolique. — Nous envisagerons la *détermination de la trajectoire du sommet* à l'aide des fonctions $x^{\frac{1}{2}}$, $x^{\frac{3}{2}}$, $x^{\frac{5}{2}}$ c'est-à-dire l'expression (25).

Voyons l'allure de la fonction σ de manière à choisir les fonctions β_1, β_2 : à cet effet, nous connaissons la fonction Γ par (13); nous pourrons, d'autre part, présumer l'allure de s; l'ambiguïté qui existe *a priori* au voisinage de zéro est levée si l'on y utilise le *développement exact* s^* de s en série, déterminé par substitution dans l'équation différentielle; d'après (2) :

$$\Gamma(x) = e^{\oint_A^x \frac{b}{a} dx} = e^{\oint_A^x \frac{dx}{2x} + \oint_A^x \left(\frac{b}{a} - \frac{1}{2x}\right) dx},$$

$$\Gamma(x) = \Gamma_0 x^{\frac{1}{2}} e^{\int_0^x \frac{1}{2x}\left(\frac{2b_1 - a_2}{a_1} x + \dots\right) dx}$$

$$= \Gamma_0 x^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{2b_1 - a_2}{2a_1} x + \dots\right),$$

$$s^*(x) = x^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{a_2 - 2b_1 - 4c_0}{6a_1} x + \dots\right),$$

d'où l'on déduit d'après (14)

$$\sigma(x) = \Gamma_0 \left(1 + \frac{-4a_2 + 2b_1 - 2c_0}{3a_1} x + \dots\right). \quad (26)$$

Nous parvenons ainsi à connaître l'allure de la fonction σ, qui est par exemple celle représentée en 1 sur la figure 3, *b*; $\sigma(0)$ est $\neq 0$.

Cette allure conduit à adopter les fonctions x^0, x^1, x^2 pour approcher σ, c'est-à-dire à adopter le sous-espace défini par ces fonctions prises comme β_i. On annulera P_0 et P_2 si l'on juge que le plan de x^0 et x^2 est le plus favorable pour approcher le vecteur $\vec{\sigma}$.

Les $P_{i\lambda}$ à considérer sont les suivants (27).

Ce tableau fait intervenir des *moments de v d'indice* $\frac{1}{2}$ *entier*; le premier en est $V_{-\frac{3}{2}}$ et dépend pour une large part de la forme de la fonction $v(x)$ au voisinage de l'origine.

$P_{i\lambda} =$ (27)

i. \ λ	$\frac{1}{2}$.	$\frac{3}{2}$.	$\frac{5}{2}$.
0	$-\frac{3}{4} V_{-\frac{3}{2}} + \frac{w_0}{2} + w_1$	$\frac{9}{4} V_{-\frac{1}{2}} + \frac{3w_0}{2} + w_1$	$\frac{45}{4} V_{\frac{1}{2}} + \frac{5w_0}{2} + w_1$
1	$-\frac{3}{4} V_{-\frac{1}{2}} - \frac{w_0}{2} + w_1$	$\frac{9}{4} V_{\frac{1}{2}} + \frac{w_0}{2} + w_1$	$\frac{45}{4} V_{\frac{3}{2}} + \frac{3w_0}{2} + w_1$
2	$\frac{5}{4} V_{\frac{1}{2}} - \frac{3w_0}{2} + w_1$	$\frac{17}{4} V_{\frac{3}{2}} - \frac{w_0}{2} + w_1$	$\frac{53}{4} V_{\frac{5}{2}} + \frac{w_0}{2} + w_1$

Champ hyperbolique : formule exacte du sommet. — Nous allons préciser la manière de procéder en prenant le cas d'un miroir à champ hyperbolique [3] dont nous calculerons tout d'abord la trajectoire du sommet de manière rigoureuse.

A cet effet, soit l'expression du potentiel sur l'axe, disposé symétriquement par rapport à $x = 0$ et limité à l'intervalle $(0, 1)$

$$v = v_0 + v_2 x^2. \quad (28)$$

La trajectoire du sommet s'écrit

$$x = x_0 \operatorname{ch} \sqrt{2v_2}\, t,$$
$$s = \sin \sqrt{v_2}\, t.$$

Son abscisse limite est

$$x_0 = \sqrt{-\frac{v_0}{v_2}}.$$

Des calculs analogues à ceux de la lentille [1] fournissent la position du sommet

$$x(B) = -\sqrt{2}\sqrt{1 + \frac{v_0}{v_1}} \operatorname{tg}\left[\frac{1}{\sqrt{2}} \log \sqrt{-\frac{v_2}{v_0}} + \sqrt{-\left(1 + \frac{v_2}{v_0}\right)}\right] + 1. \quad (29)$$

Nous devons transposer les formules (28) et (29) dans le cadre des abscisses envisagé dans cet exposé (*fig.* 5); on trouve aisément (on fera $v_1 = 1$ pour simplifier les expressions) :

$$v = x + v_2 x^2,$$

$$x(B) = \sqrt{2}\sqrt{\frac{1+q}{q-1}} \operatorname{tg}\left[\frac{1}{\sqrt{2}} \log\left(q + \sqrt{q^2 - 1}\right)\right] + 1, \quad (30)$$

où

$$q = 2v_2 - 1. \quad (31)$$

Approximation du deuxième ordre. — Calculons pour ce même champ, les mineurs du deuxième ordre du tableau (27) :

$s^{i\lambda} =$ (32)

i. \ λ	$\frac{1}{2}$.	$\frac{3}{2}$.	$\frac{5}{2}$.
0	$0{,}77 v_2^2 + 1{,}52 v_2 + 0{,}85$	$-0{,}748 v_2^2 - 0{,}44 v_2$	$0{,}24 v_2^2$
1	$-2{,}75 v_2^2 - 6{,}39 v_2 - 4{,}06$	$3{,}20 v_2^2 + 2{,}03 v_2$	$-1{,}118 v_2^2$
2	$2{,}16 v_2^2 + 5{,}49 v_2 + 3{,}65$	$-2{,}75 v_2^2 - 1{,}83 v_2$	v_2^2

on en déduit la position du sommet B; si l'on annule P_0 et P_2 comme il est dit plus haut, c'est [formule (18)]

$$x(B)=\frac{-s^{1\frac{1}{2}}+s^{1\frac{3}{2}}+3s^{1\frac{5}{2}}}{s^{1\frac{1}{2}}+3s^{1\frac{3}{2}}+5s^{1\frac{5}{2}}}. \qquad (33)$$

Pour juger de l'approximation ainsi obtenue, calculons la valeur de v_2 correspondant à la trajectoire donnant $x(B)=\infty$ et que nous noterons T_∞ (émergent parallèle à l'axe). (30) en donne la valeur exacte : $v_2 = 1{,}83$. Celle déduite de (33) est la racine positive du dénominateur, soit 1,9.

Approximation « corrigée » du deuxième ordre. — Pour obtenir une valeur meilleure dans le cadre du deuxième ordre, nous pourrons, soit calculer l'erreur, soit réaliser une approximation « corrigée »; voyons ce dernier processus, en supposant qu'il s'agisse de déterminer des trajectoires pour $v_2 \approx 2$, T_∞ en particulier.

La fonction σ de T_∞ dans l'approximation précédente est

$$\sigma=\frac{s^{1\frac{1}{2}}+s^{1\frac{3}{2}}+s^{1\frac{5}{2}}x^2}{\sqrt{1+v_2 x}}, \qquad (34)$$

où l'on pourra faire $v_2 = 2$ au lieu de la valeur calculée 1,9.

Nous en cherchons un polynome approché du deuxième degré; on pourrait penser à prendre les premiers termes du développement de σ en série, au voisinage de $x=0$, mais ce serait là une méthode incertaine et il est préférable en polynomes de Legendre, rendus orthogonaux sur l'intervalle (0,1), soit

$$L_0 = 1,$$
$$L_1 = 2x - 1,$$
$$L_2 = 6x^2 - 6x + 1.$$

Les coefficients de développement ont les valeurs $\int_0^1 \sigma\, L_i\, dx$ à un coefficient numérique connu près et l'on obtient ainsi

$$\sigma = 16L_0 - 9L_1 + 4L_2,$$

d'où l'expression cherchée

$$\sigma = 40 - 42x + 24x^2.$$

Pour amener le plan II au voisinage de σ, nous sommes donc conduits à définir ce plan par les fonctions $(40 - 42x)$ c'est-à-dire $(1 - x)$, et x^2, au lieu de 1 et x^2.

Les nouvelles équations de résolution montrent que les composantes des trajectoires correspondantes ($v_2 \approx 2$) sont maintenant, en fonction des mineurs du tableau initial (32) :

$$s^{1\frac{1}{2}}-s^{0\frac{1}{2}}, \qquad s^{1\frac{3}{2}}-s^{0\frac{3}{2}}, \qquad s^{1\frac{5}{2}}-s^{0\frac{5}{2}}, \qquad (35)$$

On en déduit pour T_∞ elle-même la valeur $v_2 = 1{,}83$, c'est-à-dire la valeur exacte elle-même à la précision du calcul numérique près.

Il est à remarquer que cette correction ainsi définie pour une approximation d'ordre donné n'est pas susceptible d'améliorations successives : le polynome s ayant un degré donné ne peut en effet, tendre vers la fonction exacte et il en est donc de même de la fonction σ mise en jeu par le calcul précédent.

Manuscrit reçu le 25 janvier 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Bertein F. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 41 A.
[2] Goursat E. — Analyse Mathématique.
[3] Rudenberg. — *J. Frank. Inst.*, 1948, **246**, 377.
[4] Bertein F. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 309.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.
PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 13, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952, PAGE 99 A.

INTERFÉRENCES PAR DOUBLE RÉFRACTION EN LUMIÈRE BLANCHE NOUVELLES MÉTHODES D'OBSERVATION DES OBJETS TRANSPARENTS

Par Maurice FRANÇON,
Chef de Travaux à la Sorbonne, Maître de Recherches.

Sommaire. — On indique différents procédés d'observation des objets transparents isotropes ou non. Ce sont des méthodes interférentielles dans lesquelles l'objet déphasant à étudier apparaît grâce à un fond cohérent obtenu, soit par un polariscope de Savart, soit par une lame uniaxe taillée perpendiculairement à l'axe. Ces méthodes peuvent s'appliquer à l'étude des variations de chemin optique quelconques, par exemple à l'étude des aberrations, des variations d'indice dans les liquides ou dans les solides, etc. Elles peuvent s'appliquer au microscope ordinaire sans changer ses éléments et permettent de travailler aussi bien par transmission que par réflexion et en lumière blanche. L'avantage principal de ces méthodes est leur simplicité. La difficulté des réglages est pratiquement nulle, à l'inverse de ce qui se passe pour les autres méthodes interférentielles.

Parmi les nombreuses méthodes d'observation des objets transparents, l'une des plus sensibles, le contraste de phase, rencontre des difficultés d'application lorsque les objets ne sont pas très petits et que les variations de phase sont lentes. Dans ces conditions, la lumière diffractée s'écarte peu de l'axe et il devient difficile d'agir sur elle sans modifier également la phase de la lumière directe d'éclairage. Enfin, par suite de la présence de la lame de phase, la modification de structure des phénomènes de diffraction fait apparaître des franges de diffraction plus ou moins gênantes. Les méthodes interférentielles permettent d'éviter ces inconvénients, mais sont, en général, d'un emploi beaucoup plus délicat. Celles que nous indiquons sont extrêmement simples et ne présentent aucune difficulté de réglage.

Le dédoublement latéral. — *a. Méthode du dédoublement total.* — Considérons un objet AC transparent, par exemple une lame de verre comportant en M une petite région d'épaisseur optique différente du reste de la lame (*fig.* 1). L'objet AC est éclairé par un faisceau de lumière parallèle et l'on observe l'image A′C′ de AC donnée par un système optique O. Indiquons tout de suite que AC peut être l'objet lui-même ou une image donnée par un système optique non représenté. On place un système biréfringent à faces parallèles L entre O et l'objet A. La lumière incidente est polarisée rectilignement par un polariseur $\mathcal{P}$ qui peut être placé n'importe où, pourvu que ce soit avant le biréfringent L. L'analyseur peut également être placé à un endroit quelconque pourvu que ce soit après le biréfringent L. Avant de traverser L, l'onde incidente Σ est une onde plane, sauf dans sa partie centrale, où elle est légèrement déformée par suite de la variation correspondante de l'épaisseur optique de l'objet dans cette région. Après traversée de L,

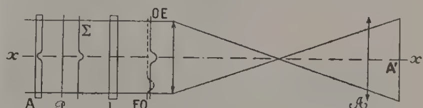


Fig. 1.

l'onde Σ est dédoublée en deux ondes polarisées à angle droit OE et EO. Le décalage de ces deux ondes dans un sens perpendiculaire à xx' est dû à la biréfringence de L et le décalage dans le sens xx' à la différence de marche produite par L. Considérons un système L tel que l'onde OE soit en phase avec l'onde EO pour l'incidence normale. L'ensemble

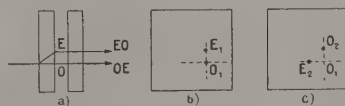


Fig. 2.

peut être constitué (*fig.* 2 *a*) (polariscope de Savart) par deux lames cristallines uniaxes identiques taillées à 45° de l'axe et croisées. L'onde ordinaire produite par la première lame devient extraordinaire dans la seconde et inversement. Nous appellerons onde ordinaire-extraordinaire l'onde qui, ordinaire dans la première lame, est extraordinaire dans le seconde. De même, l'onde extraordinaire-ordinaire sera extraordinaire dans la première lame et ordinaire dans la deuxième. Les figures 2 *b* et 2 *c* repré-

sentent les traces des rayons ordinaire-extraordinaire et extraordinaire-ordinaire sur un plan de front à la sortie de la première et de la deuxième lame. Le décalage latéral O_1E_1 produit par la première lame (*fig.* 2 *b*) par exemple vertical, devient horizontal dans la seconde lame (*fig.* 2 *c*). Celle-ci ne change pas le rayon E_1 (*fig.* 2 *b*) qui devient O_2 (*fig.* 2 *c*), mais déplace le rayon O_1 (*fig.* 2 *b*) qui vient en E_2 (*fig.* 2 *c*). On choisit une biréfringence telle que le décalage O_2E_2 soit plus grand que la largeur de l'objet M afin que les images ordinaire-extraordinaire et extraordinaire-ordinaire soient nettement séparées.

Interposons une lame demi-onde pour le jaune moyen du spectre ($\lambda = 0{,}560\,\mu$) avant l'analyseur $\mathfrak{A}$ et opérons entre nicols parallèles. Les régions A, B et C (*fig.* 3) entourant l'image ordinaire-extraordinaire M'_{OE} et l'image extraordinaire-ordinaire M'_{EO} présentent la teinte sensible pourpre. En effet, dans ces régions, les ondes OE et EO seulement décalées en largeur restent à la distance $\frac{\lambda}{2}$ l'une de l'autre.

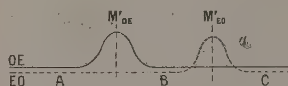


Fig. 3.

Par contre, dans les régions M'_{OE} et M'_{EO} il n'en est plus ainsi. La différence de marche devient $\frac{\lambda}{2}$ plus ou moins la différence de marche Δ introduite par l'objet : la teinte sensible vire immédiatement en donnant directement la structure de l'objet. La couleur de l'image ordinaire-extraordinaire est différente de celle de l'image extraordinaire-ordinaire, car la différence de marche est $\frac{\lambda}{2} + \Delta$ en M'_{OE} et $\frac{\lambda}{2} - \Delta$ en M'_{EO}. Si, par exemple, $\Delta = 0{,}015\,\mu$, on aura les différences de marche :

en M'_{OE} : $0{,}295\,\mu$ couleur indigo;
en M'_{EO} : $0{,}265\,\mu$ couleur rouge carmin.

Les teintes sont « symétriques » par rapport à la teinte sensible.

Naturellement, les couleurs ne seront pas les mêmes en tous les points de l'image M'_{OE} ou M'_{EO}, par suite de la structure de l'objet déphasant. Leur simple examen suffira pour déterminer avec précision les variations de phase. Pour obtenir les couleurs les plus vives, donc le meilleur contraste, il faudra orienter la vibration incidente à 45° des sections principales du polariscope, l'analyseur étant parallèle ou perpendiculaire au polariseur.

Laissons maintenant travailler le polariscope sous l'incidence normale sans lame demi-onde. Les ondes OE et EO sortent en phase et décalées. Si le polariseur et l'analyseur sont croisés, on est en opposition pour toutes les radiations : on a un véritable fond noir. Inclinons très peu le polariscope ou introduisons une faible différence de phase entre les ondes OE et EO au moyen d'une lame cristalline très mince. Tout se passe comme si l'on opérait en contraste de phase avec forte absorption.

Les phénomènes se comprennent facilement en étudiant l'échelle des teintes d'interférences à centre noir. Le polariseur et l'analyseur étant croisés, plaçons le polariscope normalement au faisceau lumineux. On a le noir de l'échelle des teintes. Tout le champ est obscur, sauf les régions M'_{OE} et M'_{EO} qui apparaissent éclairées. C'est le fond noir classique avec cette différence que les régions M'_{OE} et M'_{EO} sont plus ou moins colorées suivant les variations de phase qu'elles introduisent, la couleur donnant directement le déphasage. Introduisons une très faible différence de marche : le champ devient gris foncé, on a une image analogue à un contraste de phase avec forte absorption. Ici encore, si les variations de phase introduites par l'objet sont suffisantes, elles se traduisent par de vives colorations. Dans le cas contraire, on a pratiquement des variations de brillance. La méthode est donc intéressante, car elle permet de détecter et de mesurer des objets déphasants, quelle que soit la valeur du déphasage, ce que ne permet pas le contraste de phase. Comme, d'autre part, il n'y a aucune lame de phase sur le trajet de la lumière, il n'y a pas d'obturation des faisceaux diffractés, donc pas de franges de diffraction parasites. Enfin, si l'on augmente le déphasage entre les ondes OE et EO, des couleurs de plus en plus vives apparaissent et l'on rejoint le procédé de la teinte sensible décrit plus haut.

Cette méthode, que l'on peut comparer aux méthodes interférentielles à teinte plate, conviendra bien si l'objet observé n'est pas trop grand. Dans le cas contraire, il y aura recouvrement d'une partie des images OE et EO. L'image observée reste toujours parfaitement nette, mais son interprétation deviendra plus difficile. On pourra alors employer le procédé décrit ci-après.

b. Méthode différentielle. — Nous supposons maintenant l'objet plus large que le dédoublement dû à la biréfringence.

Considérons par exemple un objet AD tel qu'une lame de verre dont les variations d'épaisseur sont faibles par rapport à la largeur des régions où elles sont localisées, de sorte que l'objet AD est bien un objet à variation de phase lente (*fig.* 4). Après l'objet AD, la lumière traverse comme précédemment un système biréfringent L tel que la différence de phase entre un rayon ordinaire-extraordinaire et un rayon extraordinaire-ordinaire soit égale à π pour le jaune moyen du spectre. Mais, cette fois, on choisit une biréfringence telle que le décalage latéral soit petit devant la largeur de l'objet. Les régions A et D

entourant l'image M′ d'un détail déphasant de l'objet AD présentent la teinte sensible pourpre (*fig.* 5), puisque, dans ces régions, les ondes OE

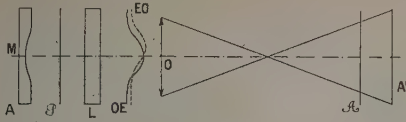


Fig. 4.

et EO seulement décalées en largeur restent à la distance $\frac{\lambda}{2}$ l'une de l'autre.

Par contre, dans la région de l'image M′ elle-même, il n'en est plus ainsi. En B et C par exemple,

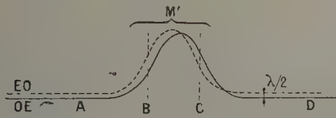


Fig. 5.

par suite du décalage latéral, la différence de marche entre les deux ondes OE et EO est modifiée, la teinte sensible vire immédiatement, décelant ainsi les « pentes » de l'objet déphasant. Si les variations de phase sont symétriques, la différence de marche en B est un peu plus grande que $\frac{\lambda}{2}$ et en C un peu plus petite que $\frac{\lambda}{2}$ les différences par rapport à $\frac{\lambda}{2}$ étant égales en valeur absolue, on observe des teintes « symétriques » comme précédemment. Si les variations de phases ne sont pas symétriques, il en est de même des teintes qui donnent en chaque point

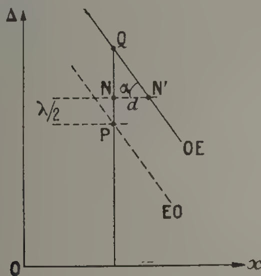


Fig. 6.

la pente. On conçoit que si le décalage latéral n'est pas trop grand, de l'ordre de grandeur du pouvoir séparateur par exemple, l'ensemble des deux ondes OE et EO moulent l'objet avec une précision suffisante pour que l'image donne une représentation conforme de l'objet. Considérons une région des ondes OE et EO assez petite pour qu'il soit possible de confondre les courbes avec leur tangente. On porte les différences de marche Δ en ordonnées et en abscisses les distances x à l'axe des régions considérées (*fig.* 6). L'action du biréfringent a pour effet de séparer les courbes OE et EO dans le sens vertical d'une longueur $PN = \frac{\lambda}{2}$ pour le jaune moyen, puis dans le sens horizontal d'une longueur $NN' = d$ due à la double réfraction. La différence de marche passe donc de la valeur $PN = \frac{\lambda}{2}$ à la valeur $\frac{\lambda}{2} + NQ$.

On a

$$\alpha = \frac{d\Delta}{dx} \quad \text{et} \quad NQ = \alpha d = d\left(\frac{d\Delta}{dx}\right).$$

Le décalage d étant connu pour un biréfringent donné, l'examen de la teinte détermine NQ et, par conséquent, la « pente » $\alpha = \frac{NQ}{d}$ de l'objet déphasant dans la région observée.

Principe du microscope interférentiel par double réfraction en lumière blanche. — La figure 7 montre le schéma de l'appareil. Dans le

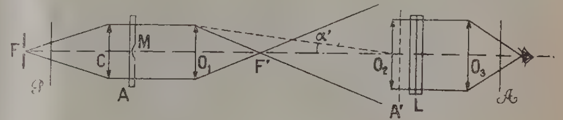


Fig. 7.

plan focal du condenseur C se trouve la fente F jouant le rôle de source lumineuse. L'objet A, traversé par un faisceau de rayons parallèles, est observé au moyen du microscope proprement dit composé de l'objetif O_1, d'un verre de champ O_2 et de l'oculaire O_3. L'objectif O_1 est un objectif ordinaire et son foyer image F′ coïncide avec le foyer objet du verre de champ O_2. Les lames biréfringentes L placées après O_2 sont ainsi traversées par un faisceau de lumière parallèle. Un oculaire O_3 de type ordinaire permet d'observer l'image A′ de l'objet transparent A. Puisque A′ est une image, le dédoublement dû à L se produit aussi bien si A′ se forme après L. On peut donc utiliser des oculaires O_3 négatifs et aussi puissants que l'on veut. Le polariseur $\mathcal{P}$ peut être placé du côté du condenseur ou, si l'on préfère, collé contre les lames L ou à toute autre place, l'analyseur $\mathcal{A}$ étant interposé entre l'oculaire et l'œil par exemple. Si le polariseur $\mathcal{P}$ est avant le microscope, on peut placer aussi avant celui-ci un compensateur formé par un coin de quartz taillé parallèlement à son axe optique et très mince. Le quartz donne deux vibrations déphasées et polarisées à angle droit dont la direction de

propagation est la même. Ces deux vibrations traversent l'objet et se séparent en arrivant dans la première lame du polariscope. L'axe du coin de quartz étant à 45° de la section principale du polariseur, se trouve parallèle ou perpendiculaire aux sections principales du polariscope. Les vibrations émergentes OE et EO gardent le déphasage donné par le coin de quartz, le polariscope n'intervenant que pour produire le dédoublement.

En déplaçant le coin, il est possible de régler, à volonté et d'une façon tout à fait indépendante du microscope, le déphasage entre les ondes OE et EO. Si le polariseur $\mathcal{P}$ est placé dans l'appareil, on peut introduire le compensateur entre l'œil et l'oculaire avant l'analyseur. L'appareil peut évidemment être employé en métallographie, puisque rien n'est changé dans le microscope à part l'oculaire.

Remarque sur l'emploi des franges à l'infini du polariscope. — Au lieu d'employer la méthode du dédoublement total en teinte plate, on peut utiliser pour les mesures les franges à l'infini. Plaçons pour cela un deuxième polariscope entre le verre d'œil de l'oculaire et l'analyseur $\mathcal{A}$. Si l'on prend du quartz, une épaisseur de 2 à 3 mm convient très bien. On aperçoit dans le champ les franges classiques du polariscope de Savart. Ce sont pratiquement des droites parallèles et équidistantes qui dessinent les régions d'égale différence de marche des ondes OE et EO. Par suite des variations de phase introduites par l'objet, ces franges sont déplacées. Le déplacement mesuré en interfrange donne le déphasage.

Le deuxième polariscope placé entre l'oculaire et l'œil ne donne pratiquement aucun dédoublement visible.

On peut obtenir le même résultat en rapprochant O_2 du foyer F′. Le polariscope ne travaille plus en lumière parallèle et les franges apparaissent.

Astigmatisme des images. — L'onde ordinaire donnée par la première lame du polariscope devient extraordinaire dans la seconde et, de ce fait, est entachée d'astigmatisme. L'onde extraordinaire devenant ordinaire dans la deuxième lame, son astigmatisme n'est pas modifié et, finalement, les deux images de l'objet que l'on observe sont entachées du même astigmatisme. Les rayons de courbure principaux sont intervertis, mais les distances d'astigmatisme sont les mêmes pour les deux images.

Si α est l'ouverture numérique dans l'espace image de l'objectif du microscope, n_0 et n_e les indices ordinaire et extraordinaire, e l'épaisseur de la lame, l'astigmatisme ne sera pas gênant si

$$\frac{e n_0 \sqrt{2}(n_e^2 - n_0^2)}{n_e(n_0^2 + n_e^2)^{\frac{3}{2}}} \leq \frac{\lambda}{\alpha^2\sqrt{2}},$$

d'où, pour le quartz,

$$e \leq \frac{0,11}{\alpha^2}.$$

Comme l'objectif satisfait à la condition des sinus, son ouverture numérique $n \sin u$ dans l'espace objet et son grandissement g satisfont à la relation

$$n \sin u = g\alpha,$$

l'inégalité précédente peut donc s'écrire

$$e \leq \frac{0,11\, g^2}{(n \sin u)^2}.$$

On voit, par conséquent, qu'il est possible d'utiliser des lames très épaisses sans être gêné par l'astigmatisme, grâce à la faible ouverture des faisceaux dans l'espace image. Malgré tout, les lames ne devront pas être trop épaisses, car alors les franges à l'infini devenant très fines, le parallélisme du faisceau traversant le polariscope devrait être rigoureux.

Détermination de l'épaisseur des lames biréfringentes. — L'épaisseur des lames biréfringentes sera fixée par le dédoublement que l'on désire obtenir.

On sait que l'angle maximum ω du rayon extraordinaire avec la normale à l'onde extraordinaire est donné par

$$\operatorname{tg}\omega = \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2 + n_0^2},$$

d'où un dédoublement $d = \omega\, e = 5.10^{-3}\, e$ entre les images ordinaire et extraordinaire pour le quartz et $d = 0,106\, e$ pour le spath. Du fait que nous superposons deux lames croisées, le dédoublement sera $d' = d\sqrt{2}$ et l'on aura les deux valeurs : $d' = 7.10^{-3}\, e$ pour le quartz et $d' = 0,15\, e$ pour le spath.

Un dédoublement $d' = 0,021$ mm donné par deux lames de quartz de 3 mm d'épaisseur et associé à un oculaire de grossissement 7 donne le dédoublement utile pour la méthode différentielle. Les forts dédoublements donnent toujours des colorations remarquables. Pour les obtenir facilement, la meilleure méthode est d'utiliser un objectif à grande ouverture numérique et à faible grandissement. Il est alors possible d'employer un oculaire très puissant donnant un dédoublement important avec des lames relativement minces. Les lames épaisses donnent évidemment de forts dédoublements mais, pour de telles lames, la différence de marche varie rapidement avec l'inclinaison des rayons. Elles rendent obligatoire l'usage de fentes fines peu pratiques. En effet, les lignes isochromatiques d'une lame épaisse étant serrées, si la fente source est un peu large, elle émet des rayons dont l'inclinaison correspond à plusieurs lignes isochromatiques. Le champ d'observation n'a plus une teinte pure, on a la superposition de plusieurs teintes d'interférences. Un objet faiblement déphasant produit une variation de teinte comprise dans

le domaine de celles qui éclairent le champ et son contraste tombe rapidement. Par contre, si les lignes isochromatiques sont étalées, la fente source pourra avoir une largeur importante, sans que la pureté de la teinte soit diminuée.

Précision de la méthode. — *a. Procédé du dédoublement total.* — Dans le cas du dédoublement total, l'image ordinaire-extraordinaire interfère avec le fond de l'image extraordinaire-ordinaire. En réglant le déphasage entre les parties non perturbées de ces deux ondes pour qu'il soit égal à π pour le jaune (nicols parallèles), on obtient la teinte sensible. Dans les régions où ces ondes sont perturbées par l'objet déphasant, la teinte vire immédiatement. La sensibilité est donc celle de toutes les méthodes utilisant la teinte sensible. On admet habituellement qu'elle est égale à $\frac{\lambda}{1000}$ environ, c'est-à-dire pratiquement au moins égale à celle du contraste de phase avec lame de phase absorbante. Elle dépend naturellement de la largeur de la source et aussi du soin avec lequel le montage a été fait pour éliminer au mieux la lumière parasite.

Dans le cas où l'on opère entre nicols croisés, avec une très faible différence de phase entre les ondes OE et EO, on a aussi la sensibilité du contraste de phase avec lame absorbante.

b. Procédé différentiel. — La sensibilité de ce procédé est celle des interférences ordinaires. On peut l'améliorer nettement en réglant l'inclinaison du polariscope de façon à avoir 2 ondes OE et EO presque en opposition. Ce sont maintenant les pentes qui sont décelées par une méthode analogue à un contraste de phase avec absorption variable.

Possibilités d'intercaler les lames avant l'objectif. — Rien n'empêche en principe de mettre les lames avant l'objectif. On peut opérer soit en plaçant les deux lames entre l'objet et l'objectif, soit en plaçant une lame avant l'objet et l'autre après.

a. Les deux lames sont entre l'objet et l'objectif. — Il est possible de placer les lames entre la préparation et l'objectif, à condition de prendre des lames très minces. On aura alors deux images ordinaire-extraordinaire et extraordinaire-ordinaire identiques et pratiquement sans aberration. En opérant avec un liquide d'immersion d'indice compris entre l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire du quartz, on trouve, pour des lames de quartz, les épaisseurs suivantes :

$e = 0{,}16$ mm pour $n \sin u = 0{,}75$
» 0,09 » » 1
» 0,05 » » 1,20

La méthode permet d'utiliser des sources larges donnant beaucoup de lumière, mais ne convient pas pour les très forts dédoublements.

b. La préparation est entre les deux lames. — Dans ces conditions, il suffit d'observer l'objet éclairé par l'onde extraordinaire issue de la lame située au-dessous de la préparation. Les vibrations diffractées par l'objet deviennent ordinaires dans la deuxième lame et arrivent par conséquent sans déformation dans l'image. L'une des images est donc parfaite, l'autre ayant l'aberration qui vient d'être étudiée. Cette fois les deux images ne sont plus au point en même temps. En utilisant des lames suffisamment épaisses, la mise au point sur l'image ordinaire peut faire disparaître l'image extraordinaire. On a la sensibilité du dédoublement total sans en avoir les inconvénients.

Emploi d'une lame uniaxe perpendiculaire à l'axe. — On peut obtenir des résultats semblables à ceux qui viennent d'être indiqués en employant une seule lame uniaxe perpendiculaire à l'axe placée avant l'objectif. La méthode ne s'applique qu'au microscope.

Principe de la méthode (*fig.* 8). — Considérons une onde plane Σ traversant sous l'incidence i une préparation transparente P et une lame cristalline uniaxe L

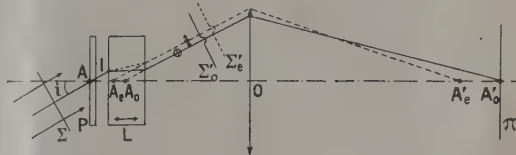


Fig. 8.

taillée perpendiculairement à l'axe. La lumière est polarisée par un polariseur placé n'importe où avant L, l'analyseur étant placé à un endroit quelconque après L. Les deux ondes qui émergent sont deux ondes planes polarisées à angle droit Σ'_0 et Σ'_e. L'onde Σ'_0 est l'onde ordinaire à laquelle correspond une direction de vibration perpendiculaire au plan d'incidence, l'onde Σ'_e est l'onde extraordinaire correspondant à une direction vibration située dans le plan d'incidence. La préparation P comporte un détail déphasant A, de sorte que les deux ondes Σ'_0 et Σ'_e ne restent pas planes dans les régions qui ont traversé A. Leurs déformations dessinent les variations de phase introduites par l'objet A. Celui-ci diffracte de la lumière dans des directions plus ou moins inclinées par rapport aux rayons incidents et tout se passe comme si les rayons diffractés provenaient de deux objets virtuels A_0 et A_e. A_0 est l'objet ordinaire et A_e l'objet extraordinaire. Un objectif O

donne en A'_0 et A'_e les images de A_0 et A_e. L'image ordinaire de la préparation est en A'_0 et l'image extraordinaire en A'_e. Si l'on néglige les aberrations dues à la lame L considérée comme lame isotrope, l'image A'_0 est une image parfaite et A'_e une image aberrante par suite de la forme ellipsoïdale de la surface d'onde extraordinaire. Nous ferons la mise au point sur l'image ordinaire A'_0 dans le plan II.

Les deux ondes Σ'_0 et Σ'_e qui émergent de la lame cristalline L sous l'incidence i ne sont pas en phase. Ces deux ondes interfèrent dans le plan II et l'image A'_0 apparaît grâce au fond cohérent produit par l'onde extraordinaire comme dans tout dispositif interférentiel. Mais l'image extraordinaire A'_0 n'étant pas au point, on conçoit aisément que si la distance $A'_0A'_e$ est suffisante, on ne percevra que l'image A'_0 sans être gêné par l'image extraordinaire. On peut, d'autre part, choisir une inclinaison i telle que les deux ondes Σ'_0 et Σ'_e soient en opposition pour le jaune moyen du spectre, le champ apparaît alors pourpre. Mais dans la région où l'onde Σ'_0 est déformée, il n'en est plus ainsi et la teinte sensible vire aussitôt, décelant la présence de l'objet déphasant A. Si l'on fait la mise au point sur l'image extraordinaire, le champ apparaît également pourpre et l'objet déphasant montre une teinte « symétrique » de la teinte de l'image ordinaire par rapport à la teinte sensible.

Source étendue. — Il faut que pour tous les points de la source, on ait la même différence de marche entre Σ'_0 et Σ'_e et, par suite, le même phénomène. Ceci aura lieu si ces points se trouvent sur une ligne d'égale différence de marche, c'est-à-dire sur une ligne isochromatique de la lame cristalline. Comme les lignes isochromatiques d'une lame uniaxe sont des cercles centrés sur la normale à la lame, la préparation devra être éclairée par un collimateur comportant un diaphragme annulaire dans son plan focal et dont l'axe sera perpendiculaire aux faces de la lame L. Le rayon angulaire moyen du diaphragme annulaire sera égal au rayon angulaire de la ligne isochromatique choisie, par exemple de l'anneau pourpre du premier ordre. Dans ce cas, on aura, pour une lame de spath entre nicols croisés, un rayon angulaire

$$i = \sqrt{\frac{0,085}{n^2 e}} \qquad (e \text{ en mm}).$$

Remarque sur le réglage de la teinte sensible. — On n'a pas toujours intérêt à utiliser la teinte sensible pourpre dans tout le champ. En effet, si l'on veut observer des détails faiblement déphasants situés dans un objet fortement déphasant, on a avantage à régler le déphasage entre les deux ondes Σ'_0 et Σ'_e de façon à être en opposition pour le jaune dans les régions fortement déphasantes. L'objet fortement déphasant est vu avec la teinte pourpre et les petits détails qu'il contient sont vus par virage de la teinte sensible, c'est-à-dire dans les meilleures conditions.

Conclusion. — Les méthodes interférentielles à double réfraction rendent possible l'observation d'objets déphasants de formes quelconques, sans l'apparition de franges de diffraction parasites. Elles utilisent des phénomènes en lumières colorées pour lesquels l'œil est extrêmement sensible et qui en font des méthodes aussi sensibles que la méthode du contraste de phase. Enfin, la difficulté des réglages est pratiquement inexistante, à l'inverse de ce qui se passe généralement dans les méthodes interférentielles.

Manuscrit reçu le 6 février 1952.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.
SUPPLÉMENT AU N° 7. TOME 13, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952, PAGE 105 A.

IRRADIATION ET DÉVELOPPEMENT DES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES EXPOSÉES A DES FLUX INTENSES DE NEUTRONS THERMIQUES, ACCOMPAGNÉS DE RAYONS γ

Par Mme H. FARAGGI, Mlle A. BONNET et M. J. COHEN.
Service de Physique nucléaire. C. E. A. Fontenay-aux-Roses.

Sommaire. — Le voile des émulsions nucléaires exposées à de fortes sources de neutrons thermiques ou de rayons γ est dû essentiellement à la formation d'électrons dans l'émulsion : électrons de radioactivité induite dans le bromure d'argent et photoélectrons d'origines diverses. Pour obtenir une bonne visibilité des trajectoires de particules lourdes au milieu de ce voile de fond, le procédé le plus favorable consiste à refroidir très fortement les émulsions, puis à les plonger pendant quelques minutes dans un bain assez chaud de révélateur à base d'hydroquinone. Dans le cas de la pile de Châtillon, il est possible dans ces conditions de recevoir dans des émulsions nucléaires des flux totaux de neutrons thermiques de l'ordre de 3.10^{12} neutrons par centimètre carré avec de bons résultats.

1. Introduction. — Les flux importants de neutrons thermiques fournis par les réacteurs nucléaires permettent l'étude de phénomènes relativement rares et le dosage de très faibles quantités de certains éléments. Un des moyens de détection les plus favorables est constitué par l'utilisation des émulsions nucléaires : par leur faible encombrement, elles peuvent être introduites au sein même du réflecteur de la pile et elles donnent la possibilité de voir individuellement la trajectoire de chaque particule.

Parmi les applications possibles de l'utilisation simultanée des neutrons thermiques fournis par une pile et des émulsions nucléaires, on peut citer :

a. Le dosage de l'uranium par fission [1]. L'échantillon contenant l'uranium à déceler est mis en contact étroit avec l'émulsion nucléaire; l'ensemble est irradié dans la pile; après développement, on peut compter dans l'émulsion le nombre de traces dues aux fragments de fission. La limite de sensibilité, pour 10^{12} neutrons par centimètre carré d'émulsion donnant naissance à 10^4 fragments de fission par centimètre carré, est de 10^{-6} g/cm² d'uranium réparti en couche assez mince pour ne pas absorber les fragments de fission. Elle présente sur le dosage par émission α [2] le triple avantage d'être beaucoup plus rapide, de ne pas dépendre de l'état d'équilibre radioactif de la substance examinée et de permettre le dosage de l'uranium en présence de thorium sans que la mesure soit perturbée par la présence de ce dernier, le thorium ne subissant pas la fission par les neutrons thermiques.

b. Le dosage du lithium et du bore à l'aide des réactions (n, α). On a quelquefois pensé que les méthodes de détection par indicateur radioactif n'étaient pas applicables au bore et au lithium, faute de pouvoir former commodément des isotopes radioactifs de ces deux éléments [3]. On peut aisément tourner cette difficulté en utilisant la propriété du bore et du lithium de donner lieu à des réactions (n, α) sous l'action des neutrons thermiques. L'émission de particules α est alors instantanée et une technique d'autoradiographie, analogue à celle utilisée dans le cas de l'uranium, permet de détecter et de localiser le bore ou le lithium contenu à l'état de traces dans des éléments divers. Cette méthode a déjà été utilisée avec succès en biologie [4] et en métallurgie [5]. Il est possible de mettre en évidence 2.10^{-9} g de lithium ou 5.10^{-10} g de bore répartis sur 1 cm² d'échantillon suffisamment mince pour ne pas absorber les particules émises ou encore introduits dans l'émulsion même par imprégnation.

c. La recherche de réactions (n, α) ou (n, p) de très faible section efficace que l'on peut prévoir théoriquement [6]. On sait que les seules réactions (n, α) dues à des neutrons thermiques de sections efficaces notables connues jusqu'à présent ont été essentiellement provoquées sur des noyaux légers (B, Li, Cl, S). Le franchissement de la barrière de potentiel pour des éléments moyens ou lourds donne une très faible probabilité à l'émission d'une particule chargée; la réaction (n, γ) est donc de beaucoup la plus probable. Toutefois, il n'est pas impossible que pour certains éléments, l'émission d'une particule α puisse être mise en évidence si la sensibilité des moyens de détection le permet. Nous avons entrepris depuis quelques années la recherche de telles réactions [6]. Pour ce faire, il était nécessaire de recourir aux plus grandes intensités neutroniques possibles. Or, si l'on expose sans précautions particulières une émulsion nucléaire à des flux de l'ordre de 10^{12} neutrons par centimètre carré, il se produit un voile général de l'émulsion, dû à des phénomènes secondaires, qui empêche toute observation. Nous avons donc été amenés à rechercher les conditions les plus favorables d'irra-

diation et de développement des émulsions, de manière à obtenir la meilleure visibilité des trajectoires.

Les résultats obtenus peuvent être appliqués avec fruit dans tous les cas d'exposition à des neutrons ou à des rayons γ de forte intensité, c'est pourquoi il nous a paru utile de les décrire ici avec quelques détails.

Le problème à résoudre est le suivant : pouvoir observer et mesurer, dans une émulsion photographique, les trajectoires des fragments de fission, de particules α ou de protons, avec un minimum de voile de fond dû aux grains isolés et avec une bonne discrimination des différentes particules. Pour diminuer au maximum le voile de fond, nous allons examiner en détail les différentes causes de production de grains isolés développables, de manière à nous placer dans les conditions les plus favorables. Nous verrons ensuite quel développement il y a lieu d'appliquer pour obtenir la meilleure visibilité et la meilleure discrimination des trajectoires dues aux différentes particules.

2. **Action des neutrons et des rayons γ sur les émulsions photographiques.** — Une source de neutrons, quelle qu'elle soit (sauf les sources de polonium-béryllium) est toujours accompagnée de rayons γ, en proportion plus ou moins grande suivant la nature de la source, mais rarement négligeable. De même, les sources de rayonnement γ émettent quelquefois des neutrons, mais généralement en proportion plus faible. Dans l'exposition des émulsions à des sources de neutrons ou de rayons γ, il convient donc de tenir compte de toutes les incidences possibles de l'interaction des neutrons et des γ avec les divers constituants de l'émulsion. Ces effets se ramènent principalement à la production d'électrons de diverses origines au sein même de l'émulsion, et de quelques particules lourdes chargées, en proportion notablement plus faible, tels que protons ou particules α.

a. Action directe du rayonnement incident. — Les neutrons thermiques ne sont pas ionisants par eux-mêmes; les neutrons rapides, toujours présents, en quantité plus ou moins grande suivant la source utilisée, sont ralentis dans l'émulsion par choc contre les atomes d'hydrogène de la gélatine; il se forme ainsi des protons projetés qui laissent dans l'émulsion une trajectoire visible après développement. Les rayons γ créent dans l'émulsion des électrons secondaires, qui sont, suivant l'énergie du rayonnement γ primaire, des photon-électrons, des électrons Compton ou des électrons de paires. Suivant l'émulsion utilisée, ces électrons donneront des trajectoires visibles ou des grains isolés.

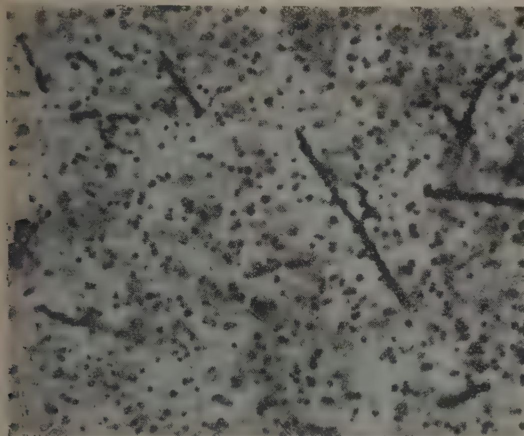
b. Transmutations provoquées par le rayonnement incident au sein de l'émulsion. — Les plus importantes sont dues à la capture radiative des neutrons thermiques dans le brome et l'argent de l'émulsion, qui ont malheureusement une large section efficace de capture : chacune de ces captures s'accompagne de l'émission d'un rayon γ dont l'énergie est comprise entre 4 et 8 MeV (énergie de liaison du neutron), ces γ donnent à leur tour, dans l'émulsion, des électrons secondaires. Le verre de l'émulsion s'active aussi, mais en proportion plus faible. En outre, un assez grand nombre de protons de 6 μ environ sont produits par la réaction N^{14} (n, p) C^{14} provoquée par les neutrons thermiques.

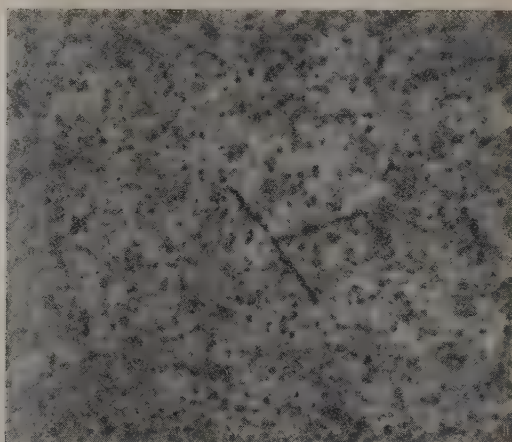
Les rayons γ d'énergie suffisante peuvent donner lieu à des réactions (γ, n), (γ, p) ou (γ, α). De même, les neutrons rapides ayant une énergie supérieure au seuil peuvent provoquer des réactions (n, α) ou (n, p) sur les éléments contenus dans l'émulsion. Dans le rayonnement d'une pile, ces effets sont généralement négligeables devant ceux dus aux réactions (n, γ) et à la réaction (n, p) de l'azote, provoquées par les neutrons thermiques. Les protons dûs à l'azote sont d'ailleurs facilement identifiables et ne constituent pas une gêne trop importante.

c. Décroissance au cours du temps des radioéléments formés dans l'émulsion. — Les principaux radioéléments formés sont le brome et l'argent [soit par (n, γ), soit par (γ, n)]; les périodes de l'argent sont extrêmement courtes (24 s, 39 s, 44 s, 2, 3 m); si rapides que soient l'irradiation et le développement, on ne peut éviter que la décroissance des noyaux d'argent radioactifs formés ne soit à peu près totalement achevée. Par contre, les périodes du brome (18 m et 4,4 h) relativement plus longues, permettent d'éviter l'irradiation à saturation et la décroissance complète. La radioactivité du brome et de l'argent se traduit par l'émission des rayons β formant des spectres continus dont l'énergie maxima varie, suivant le radioélément, entre 2,1 et 2,8 MeV et de rayons γ de 40, 90 et 650 keV, qui donnent naissance à des électrons secondaires.

d. Interaction du rayonnement incident et des substances environnant les plaques. — Les émulsions exposées à une source de rayonnement quelconque, neutrons ou rayons γ, sont généralement entourées de divers matériaux (enveloppes, produit servant de cible, etc.). Ces matériaux eux-mêmes peuvent s'irradier sous l'action du rayonnement et émettre des électrons, des rayons γ, des protons ou des particules α susceptibles d'être enregistrés dans l'émulsion. L'une de ces émissions, celle de la cible, est celle que l'on souhaite détecter à l'exclusion des autres. Il conviendra donc de choisir les conditions d'irradiation de manière à favoriser l'enregistrement des particules recherchées et à limiter au maximum l'enregistrement des autres : les enveloppes les plus commodes sont le graphite et le papier noir.

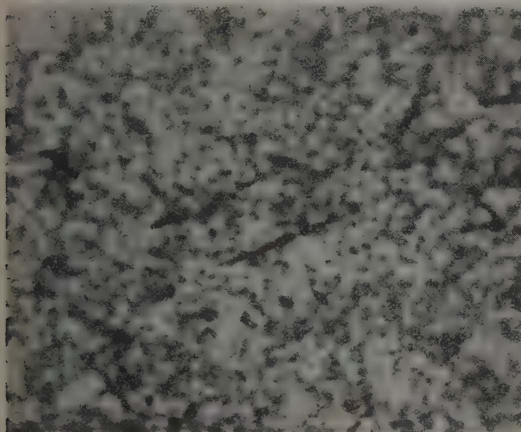
De l'étude précédente, il résulte que l'action du rayonnement incident sur l'émulsion se traduit par la production d'électrons d'énergie variable et de diverses origines; les protons dus à l'azote et les protons projetés sont beaucoup moins gênants pour l'observation. La création de paires d'électrons par

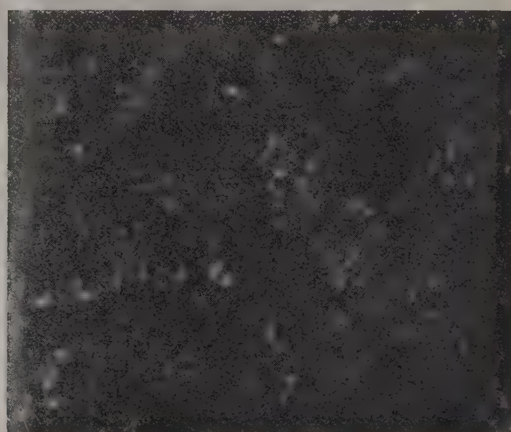




Flux de neutrons	5.10^{10} n/cm	5.10^{10} n/cm²
α	Po	Po
Révélateur	Hydroquinone	ID 19
Pose de la microphoto.	20 s	20 s

Fig. 1. — Aspect comparatif des trajectoires α dans des émulsions ayant reçu 5.10^{10} neutrons/cm² et developpées différemment.





Flux de neutrons.....	7.10^{11} n/cm²	7.10^{11} n/cm²
α	Po	Po
Révélateur	hydroquinone	ID 19
Pose de la microphoto.	40 s	1 heure

Fig. 2. — Aspect comparatif de trajectoires α dans des émulsions ayant reçu 7.10^{11} neutrons/cm² et développées différemment.

les rayons γ peut être utilisée pour l'étude du spectre γ de certaines sources [7], à l'aide d'émulsions sensibles au minimum d'ionisation. Dans les autres cas, la création des électrons secondaires sera considérée comme un phénomène parasite, dont il sera préférable de limiter les effets au maximum. Tant que ces électrons seront suffisamment peu nombreux pour donner des trajectoires isolées ou, dans les émulsions moins sensibles, des grains séparés les uns des autres, en petit nombre, l'observation des

trajectoires de particules α, de protons ou de fragments de fission restera possible. La perte d'énergie par grain d'un électron étant très inférieure à celle d'une particule lourde, il sera possible, par un développement approprié, de diminuer au maximum la développabilité des grains traversés seulement par les électrons. Toutefois, au fur et à mesure que l'on augmentera le flux de neutrons incidents, le nombre d'électrons formés augmentera aussi et lorsque l'énergie cédée à un grain par plusieurs électrons atteindra la valeur correspondant à l'énergie cédée par une seule particule α, on ne pourra plus éviter le développement des grains touchés par ces électrons. Et lorsque les grains ainsi touchés atteindront un nombre suffisant, ils formeront un voile tel que toute observation de trajectoire isolée deviendra impossible. Un calcul très grossier permet de voir que 700 électrons au minimum d'ionisation perdent dans 1 μ d'émulsion autant d'énergie qu'une particule α de 5 MeV.

3. **Étude des conditions d'irradiation.** — *a. Mesure des flux de neutrons.* — Nous avons procédé à la détermination pratique de la quantité maximum de neutrons enregistrables dans une émulsion nucléaire, en conservant la visibilité des trajectoires, dans le cas de la pile de Châtillon à oxyde d'uranium et à eau lourde, avec réflecteur de graphite. Nous n'avons malheureusement pas de connaissances précises sur l'intensité et l'énergie des rayons γ et des neutrons rapides émis par la pile. Nous avons donc exprimé les résultats obtenus en fonction du nombre de neutrons thermiques ayant traversé l'émulsion. Le nombre des rayons γ et des neutrons rapides, pour une position donnée dans la pile, est proportionnel au nombre de neutrons thermiques; les résultats obtenus sont donc également valables, à un facteur constant près, pour des irradiations à des flux croissants de rayons γ. Le nombre total de neutrons thermiques reçus dans l'émulsion au cours d'une irradiation donnée était mesuré par l'activation d'un détecteur de manganèse placé au voisinage de l'émulsion. Ce détecteur était lui-même étalonné au préalable à l'aide d'une source naturelle de neutrons. On pouvait ainsi connaître le flux avec une précision de l'ordre de 5 pour 100.

b. Conditions expérimentales. — Nous avons exposé des émulsions nucléaires de même nature et de même épaisseur, à des flux totaux de neutrons thermiques équivalents obtenus en des points différents de la pile et sous différentes protections. Après l'irradiation, les émulsions étaient impressionnées par des particules α de polonium et développées dans des conditions identiques et reproductibles. On pouvait ainsi apprécier, pour chaque condition expérimentale, la visibilité des trajectoires α, l'importance de voile de fond dû aux β et aux γ, l'importance des protons projetés dus aux neutrons rapides.

Il est possible de se rendre compte rapidement que la conciliation des différentes exigences n'est pas rigoureusement possible : le voile dû aux β et aux γ de décroissance du bromure d'argent sera d'autant plus faible que les composés à période longue auront été formés en plus faible quantité : ceci conduit à placer l'émulsion en un point où la densité neutronique soit maximum, de manière à réduire au minimum la durée de l'irradiation. Mais la position de densité neutronique maximum est aussi celle où les neutrons rapides et les γ émis par la pile sont relativement les plus abondants.

La solution idéale consisterait à se placer en dehors de la pile, en diffusant latéralement les neutrons sortant d'un canal, par de la paraffine ou du graphite : on limiterait ainsi l'enregistrement des rayons γ et des neutrons rapides qui se propagent en ligne droite. Il serait également possible d'empêcher l'activation de l'argent de l'émulsion en entourant les plaques d'une feuille d'argent qui arrêterait les neutrons de résonance. Il faudrait ensuite protéger l'émulsion contre les électrons émis par ces feuilles d'argent par une épaisseur de plomb suffisante. Il faudrait encore que dans ces conditions les plus neutroniques restent assez importants pour que le temps total d'irradiation soit inférieur à 10 m, de manière à ce que l'activation des longues périodes dues au brome soit relativement faible.

Ces conditions ne sont malheureusement pas réalisables avec la pile de Châtillon, car les flux disponibles à l'extérieur de l'enceinte sont trop peu importants et conduiraient à des temps d'irradiation prohibitifs. Nous avons donc préféré nous placer au voisinage de la cuve, dans le réflecteur de graphite, l'action des γ étant réduite par une enveloppe de plomb. La proportion de neutrons rapides et de rayons γ présents, relativement aux neutrons thermiques, reste malgré tout très inférieure à celle existant dans les autres sources de neutrons thermiques actuellement utilisables (à l'exception des sources Po-Be qui ne permettent pas d'obtenir, en des temps raisonnables, des flux totaux de neutrons thermiques équivalents).

Les émulsions étaient donc contenues dans des enveloppes de papier noir ou de graphite, logées dans une brique de plomb aux dimensions d'un canal de la pile; l'ensemble était entouré par le graphite du réflecteur. Les irradiations duraient de 5 à 10 m. Le développement était immédiat, de manière à réduire les électrons de décroissance des radioéléments de longue période.

Dans ces conditions, la visibilité des trajectoires ne dépendait plus que du type d'émulsion choisi, de son épaisseur et du procédé de développement utilisé. Les expériences suivantes ont donc été

conduites avec des émulsions de différentes natures et développées de différentes manières.

c. Rôle du type d'émulsion. — Les grains isolés ou les trajectoires individuelles dues aux électrons ou aux rayons γ donnent à l'émulsion une certaine opacité qui augmente avec l'épaisseur de l'émulsion utilisée. On aura donc intérêt à utiliser, pour chaque expérience, l'épaisseur minimum compatible avec le phénomène recherché. Ceci conduit, pour des flux importants, à préférer l'utilisation de cibles solides, en contact avec l'émulsion, aux méthodes d'imprégnation, car on peut alors augmenter le nombre de noyaux présents par unité de surface sans augmenter proportionnellement l'épaisseur de l'émulsion. On a intérêt également à utiliser des émulsions aussi peu sensibles que possible à l'action des électrons, c'est-à-dire des émulsions nucléaires à grain fin. Il est facile de constater que l'opacité des émulsions D 1 est très inférieure à celle des E 1, et celle des E 1 à celle des C 2, pour des conditions identiques d'épaisseur, d'irradiation et de développement. Toutefois, pour des flux de neutrons supérieurs à 10^{11} par centimètre carré, le nombre de grains isolés développables, devient très important, même pour des émulsions du type D 1 ou E 1 et la visibilité des trajectoires α devient très mauvaise. L'utilisation des C 2 devient alors de nouveau préférable, avec un développement approprié, car les grains dus aux α y sont beaucoup plus contigüs, ce qui rend les trajectoires plus facilement identifiables et améliore la discrimination α-protons.

4. **Procédés de développement.** — Le révélateur idéal serait celui qui développerait les grains traversés par les fragments de fission, les particules α ou les protons et ne développerait pas du tout les grains impressionnés par les électrons et les rayons γ. Les pertes d'énergie par grain de chacune de ces particules étant très différentes, on dispose, pour des flux inférieurs à 10^{11} neutrons/cm^2 de plusieurs possibilités. Entre 10^{11} et 3.10^{12} neutrons/cm^2, limite que jusqu'à présent nous n'avons pas pu dépasser, les difficultés sont beaucoup plus grandes. Nous diviserons donc les développements possibles en plusieurs groupes, suivant l'ordre de grandeur du flux de neutrons utilisé.

a. Flux inférieur à 10^9 neutrons/cm^2. — L'utilisation de flux totaux de neutrons inférieurs à 10^9 neutrons/cm^2 ne présente aucune difficulté pratique. Les émulsions G 5, 200 μ, sont utilisables et permettent l'observation des trajectoires individuelles d'électrons, jusqu'aux environs de 10^8 neutrons/cm^2. Entre 10^8 et 5.10^8, il est préférable d'utiliser des épaisseurs de 100 μ et entre 5.10^8 et 10^9, des épaisseurs de l'ordre de 50 μ, ce qui restreint évidemment beaucoup l'intérêt d'utilisation de ces émulsions.

b. Flux compris entre 10^9 et 10^{11} neutrons/cm^2. — Au delà de 10^9 neutrons/cm^2, les émulsions G 5 ne sont pratiquement plus utilisables. Les émulsions C 2, E 1, D 1 peuvent être utilisées pour des épaisseurs allant jusqu'à 200 μ, sans difficulté. Au voisinage de 10^{11}, toutefois, quelques précautions sont nécessaires pour obtenir une densité de voile relativement faible. Divers procédés de sous-développement [8] peuvent être utilisés, avec de bons résultats, dans ces domaines d'intensité.

c. Flux supérieurs à 10^{11} neutrons/cm^2. — Au delà de 10^{11} neutrons/cm^2, des difficultés commencent à apparaître. Au delà de 5.10^{11}, les émulsions de plus de 50 μ deviennent trop opaques pour que l'observation des traces situées dans toute la masse de l'émulsion soit possible : c'est là que se trouve la limite d'utilisation des méthodes basées sur l'imprégnation de l'émulsion par l'élément que l'on veut étudier.

Au delà de 5.10^{11} et jusqu'aux environs de 3.10^{12} neutrons/cm^2, nous avons pu obtenir des trajectoires α très nettes, se différenciant bien des protons, dans une émulsion suffisamment transparente pour que l'observation soit commode en utilisant un développement très brutal, purement superficiel.

d. Conduite du développement. — Nous avons utilisé systématiquement des émulsions de 50 μ, placées en contact étroit avec la cible dont on obtient ainsi une autoradiographie par irradiation neutronique. Les particules α ou les fragments de fission émis par ces cibles ont des parcours compris entre 6 et 50 μ. L'émulsion de 50 μ est donc suffisante pour les enregistrer.

D'autre part, les trajectoires étudiées prenant naissance à la surface de l'émulsion, il n'est pas nécessaire de chercher à obtenir l'homogénéité en profondeur du développement ; au contraire, le sous-développement des couches les plus profondes de l'émulsion contribuera à augmenter la transparence de la plaque. Les trajectoires parvenant dans ces régions très profondes seront en fin de parcours, donc au maximum de leur pouvoir ionisant et seront malgré tout développées.

Le temps de développement est donc aussi court que possible, pour obtenir la visibilité des trajectoires de particules α, ce qui conduit à développer à température élevée. Nous avons pu développer des émulsions C 2 en moins d'une minute à 40° C. Pour obtenir un développement plus reproductible, nous nous sommes limités à 30° C. Les émulsions C 2 ont montré une très grande aptitude à donner des traces α très nettes en 4 à 5 m. La trajectoire d'une particule α commence à apparaître pour 15 s de développement dans ID 19.

N'étant pas décidés à rechercher un développement homogène en profondeur, il ne semblait pas utile d'utiliser le cycle habituel à deux tempéra-

tures [9]. Nous avons cependant constaté que les émulsions développées en deux températures avec stade froid à 4° C et stade chaud aux environs de 30° C, étaient meilleures que les émulsions développées seulement à chaud.

Dans le cycle « température » de Dilworth, Occhialini et Payne [9], deux facteurs interviennent : la pénétration du révélateur dans l'émulsion à basse température, non suivie de développement, et le « choc thermique » subi par l'émulsion en passant du stade froid au stade chaud [10]. Dans le cas de nos émulsions minces, c'est évidemment le facteur « choc thermique » qui joue, bien que le mécanisme de ce choc thermique soit difficile à expliquer. Nous l'avons vérifié, en supprimant le bain froid, et en le remplaçant par le simple refroidissement de l'émulsion sèche; on obtient ainsi d'excellents résultats.

Le mode opératoire est alors le suivant : immédiatement après l'irradiation, les émulsions sèches sont portées dans une enceinte froide maintenue à 3° C pendant 30 m. Puis elles sont retirées et plongées dans le révélateur chaud (30° C) pendant 5 m. Le contraste est meilleur encore en utilisant un écart de température plus important, tel que neige carbonique et 38° C; mais les risques de réticulation de la gélatine deviennent alors assez importants et rendent ce genre de procédé dangereux.

e. Rôle du révélateur. — Dans les circonstances décrites ci-dessus, nous avons comparé l'efficacité de différentes formules de révélateurs. Nous avons mesuré systématiquement les opacités obtenues pour des émulsions irradiées dans les mêmes conditions et développées à l'aide des révélateurs suivants : génol-hydroquinone, hydroquinone seule, amidol et glycin. Les formules utilisées ont été respectivement :

1° Pour le génol-hydroquinone, la formule classique ID 19.

2° Pour l'amidol, la formule indiquée par le groupe de Bruxelles [11].

3° Pour le glycin [12] la formule suivante :

Solution A :

Carbonate de potassium.......	50 g
Sulfite de Na anhydre........	10
Bromure de potassium........	0,5
Eau q. s. p. f................	500 cm³

Solution B :

Glycin......................	1 g
Eau.........................	500 cm³

Pour l'emploi, on mélange A et B en parties égales.

4° Pour l'hydroquinone, nous avons utilisé la formule suivante :

Solution A :

Carbonate de potassium.......	50 g
Sulfite de Na................	10
KBr à 10 pour 100............	5 cm³
Eau q. s. p. f................	500

Solution B :

Hydroquinone................	0,5 g
Eau.........................	500 cm³

Pour l'emploi, on mélange A et B en parties égales.

La formule du révélateur à l'hydroquinone dérive de celle utilisée par Van den Grinten [13] : la potasse a été remplacée par du carbonate, ce qui donne au révélateur une plus grande reproductibilité en diminuant les variations de pH, par effet tampon.

Nous avons utilisé différentes formules de révélateur au glycin, en faisant varier successivement les taux des différents constituants (glycin, sulfite, bromure de potassium, etc.).

La formule indiquée ici correspond aux résultats les plus favorables, pour des émulsions C 2, 50 μ, ayant été traversées par 10^{12} neutrons/cm².

Les résultats les meilleurs ont été obtenus avec l'hydroquinone et le glycin. Toutefois, les trajectoires semblent mieux définies dans le cas de l'hydroquinone, les grains développés restant plus fins que dans le cas du glycin. C'est pourquoi, en conclusion, nous nous sommes arrêtés à l'utilisation de l'hydroquinone seule comme développateur.

5. **Résultats obtenus et conclusions.** — L'étude systématique faite dans le cas d'irradiations à des flux importants de neutrons thermiques dans la pile de Châtillon a conduit aux résultats suivants

1° Les émulsions les plus favorables sont les émulsions type Ilford C 2, d'épaisseur aussi faible que possible, compte tenu des conditions expérimentales.

2° Le développateur le plus favorable est l'hydroquinone utilisée seule.

3° Le procédé de développement le plus favorable consiste à refroidir les émulsions sèches aux environs de 3° C, puis à les plonger pendant 5 m dans le révélateur porté à 30° C. Bains d'arrêt, fixage et lavages habituels. Après fixage, les plaques peuvent être éclaircies par le « *Z* process » de Dilworth, Occhialini et Samuel [14].

4° Dans ces conditions, on peut obtenir des émulsions suffisamment transparentes pour que l'observation soit confortable, avec une bonne discrimination des particules α et des protons, pour des flux de neutrons thermiques, fournis par la pile de Châtillon, pouvant aller jusqu'à $3 \cdot 10^{12}$ neutrons/cm².

Il ne nous a pas été possible jusqu'à présent de dépasser cette limite qui, d'ailleurs, ne doit pas être très éloignée de la limite théorique.

Nous désignons par limite théorique les conditions expérimentales suivantes :

a. Il existe des grains de bromure d'argent ayant reçu une quantité d'énergie égale à celle perdue par une seule particule α, cette énergie ayant été fournie par la traversée successive de plusieurs électrons.

b. Les grains ainsi impressionnés sont assez nombreux pour rendre la plaque développée complètement opaque. La première condition exclut la possibilité de développer des trajectoires α visibles sans développer en même temps les grains de fond et la seconde interdit l'observation d'une telle plaque.

Il y a environ 6.10^{11} grains de BrAg par centimètre carré d'émulsion ayant $50\,\mu$ d'épaisseur. La perte d'énergie d'une particule α de 5 MeV est de l'ordre de 100 keV par grain. Pour une irradiation de 10^{13} neutrons/cm², obtenue en 10 m, le bain d'arrêt du développement intervenant 30 m après la fin de l'irradiation, on peut estimer la perte d'énergie par centimètre carré des électrons dus à la radioactivité de Br Ag; si l'on admet que ces électrons perdent dans l'émulsion le quart de leur énergie moyenne, on trouve une perte d'énergie de 10^{13} keV/cm², soit $1/6^e$ de l'énergie nécessaire pour céder à chacun des grains de l'émulsion une énergie égale à celle que donnerait une particule α. L'effet dû aux rayons γ est plus difficile à évaluer. Si l'on admet qu'il est égal à celui dû aux électrons de radioactivité (ce qui est probablement un minimum), il est très vraisemblable que l'émulsion irradiée sera complètement opaque après le développement. Il est donc légitime de situer aux environs de 10^{13} neutrons/cm² la limite des flux enregistrables dans une émulsion nucléaire.

Dans le cas d'irradiation par un faisceau de rayons γ, pour les études de photodésintégration, les effets obtenus se succèderont dans le même ordre, à mesure que l'on augmentera l'intensité du rayonnement. Il est très probable que les types de développements utilisés ici seront également les plus favorables au développement des émulsions exposées aux rayons γ.

Nous sommes heureux de remercier M. A. Berthelot, Chef du Service de Physique nucléaire du C. E. A., pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et le Service de Conduite de la Pile qui nous a facilité l'irradiation des émulsions.

Ce travail a fait l'objet d'un rapport C.E.A., nº 138.

Manuscrit reçu le 2 avril 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Curie I. et Faraggi H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 959.
[2] Curie I. — *J. Physique Rad.*, 1946, **11**, 313.
Picciotto E. — *Bull. Soc. Belge Géol.*, 1949, **58**, 76.
Hee A. — *Amer. Geol. Phys.*, 1948, **4**, 242.
Coppens R. — *Bull. Soc. Minéralogie*, 1949, **58**, 76.
[3] Winteringham F. P. W. — *Nature*, 1951, **168**, 153.
[4] Ficq A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1684.
[5] Hillert M. — *Nature*, 1951, **168**, 40.
Faraggi H. et Kohn A. — Expériences non publiées.
[6] Faraggi H. — *Ann. Physique*, 1951, **6**, 325.
Hanni et Rossel. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 513.
Faraggi H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1475.
[7] Pickup et Voyvodic. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 91.
[8] Teledgi et Zunti. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 745.
Faraggi H. — *Ann. Physique*, 1951, **6**, 325.
Haenny et Gailloud. — Communication au *Colloque sur les Émulsions sensibles*, Paris, septembre 1951.
[9] Dilworth C., Occhialini G. P. S. et Payne R. — *Nature*, 1948, **162**, 102.
[10] Bonetti A. et Tomasini G. — *Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 2.
[11] Dilworth, Occhialini et Vermaesen. — *Bull. Centre Phys. Nucl.*, Bruxelles, nº **13** *a*, févr. 1950.
[12] Nous tenons à remercier le Professeur G. P. S. Occhialini, qui nous a signalé l'intérêt présenté par le glycin pour le développement des émulsions nucléaires.
[13] Indiqué par Yagoda. — *Radioactive measurements with nuclear emulsions*, New-York, 1949, p. 62.
[14] Dilworth, Occhialini et Samuel. — *Bull. Centre Phys. Nucl.*, Bruxelles, nº **2**, août 1948.

INTERACTION DE COUCHES D'ARRÊTS ET DÉVIATIONS STATISTIQUES DANS LES CRISTAUX A TROIS ÉLECTRODES

Par H. F. MATARÉ.

1. **Généralités et historique.** — On peut dire que la première réalisation de l'amplificateur à semi-conducteur est le fruit des recherches poussées sur détecteurs. L'idée elle-même d'utiliser un semi-conducteur pour l'amplification était connue depuis

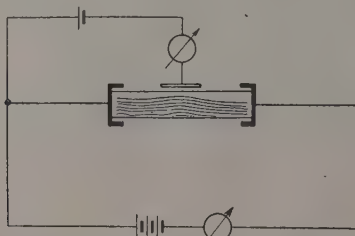


Fig. 1.

longtemps, mais toutes les réalisations connues n'étaient pas intéressantes du point de vue technique.

Bardeen et Brattain ont été les premiers à décrire une réalisation technique basée sur les recherches antérieures sur détecteurs à germanium [1, 2]. Les explications théoriques données au début [3, 4] ont été modifiées par la suite (*voir* plus bas). On peut dire que c'est l'étude du fonctionnement des détecteurs au germanium de résistance spécifique élevée qui a conduit à la recherche de l'interaction qui constitue l'effet de transistance.

En même temps, nous avons fait des recherches avec des cristaux à deux pointes et trouvé indépendamment des travaux des chercheurs américains la nécessité d'une polarisation différente des deux côtés (émetteur, collecteur), c'est-à-dire potentiel négatif élevé du côté collecteur et la tension de polarisation positive du côté de l'émetteur. Nous avons émis l'idée qu'il s'agissait de zones de caractère de conductibilité différent [5, 6], ce qui est en accord avec les idées de Bardeen et Shockley. Cependant, les dernières réalisations sous forme de fil (filamentary-transistor) dont nous parlerons plus tard ont apporté de nouveaux renseignements utiles à la théorie.

L'idée d'utiliser le semi-conducteur en amplificateur existe depuis 20 années. Le premier brevet sur le montage à plusieurs électrodes sur un cristal date de l'année 1928 [7]. H. Heil a proposé le premier un pilotage de champ électrique ou un pilotage à condensateur [8] (*fig.* 1). Ici on effectue un déplacement des lignes de force électriques par voie capacitive. Ceci est réalisable sous différentes formes. Toutes les expériences de ce genre restaient jusqu'alors sans importance technique puisque des tensions considérables furent nécessaires pour produire des puissances de pilotage faibles avec des courants infimes. L'expérience décrite par R. Hilsch et R. W. Pohl offre cependant un certain intérêt [9]. Ces chercheurs utilisaient pour leurs essais un cristal de bromure de potassium (KBr) dans lequel ils firent fondre un fil de platine utilisé en grille de pilotage (*fig.* 2). L'inertie dans un tel cristal ionique

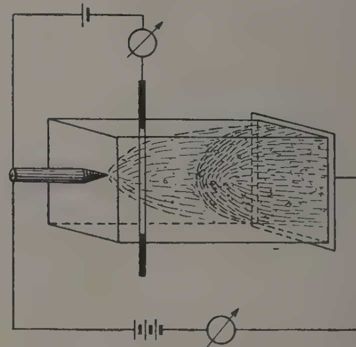


Fig. 2.

est tellement grande que l'on a des temps de transit de plusieurs secondes par centimètre avec un saut du potentiel de 100 V à peu près. La pente : courant anodique/tension de grille a été mesurée et est de l'ordre de

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial u_g}\right)_{U_a=150\,\mathrm{V}} = 0{,}028\,\mathrm{mA/V}.$$

Ces indications sont à traiter avec précaution

parce qu'une telle comparaison avec les tubes à vide n'est plus permise dans le cas d'un courant de « grille » appréciable. Le cristal à trois électrodes est à traiter généralement comme quadripôle actif (*voir* plus bas). Il semble que les recherches concernant les cristaux à trois ou plusieurs électrodes n'ont pas avancé pendant les années 1939-1945 pendant lesquelles les détecteurs au silicium et au germanium faisaient de grands progrès. Il est intéressant de noter que les travaux et les résultats dans ce domaine ont abouti à une reprise des travaux sur les cristaux à trois électrodes, probablement d'une manière nouvelle et utilisant des idées indépendantes.

L'interaction entre les couches d'arrêt qui est à la base de tous ces phénomènes, a été réalisée d'abord pour le germanium. Le procédé de Hilsch et Pohl qui résolut le problème macroscopiquement en introduisant une « grille » dans une couche d'arrêt ionique fut appliqué au germanium qui offre, par sa conductibilité mixte (s'il est suffisamment pur) une grille ou « sonde naturelle » par les « défauts d'électrons » intervenant dans la couche d'arrêt du type N ou par les électrons intervenant dans la couche d'arrêt du type P. La conductibilité mixte est nécessaire pour la réalisation de ces phénomènes. On sait que le germanium appartenant au quatrième groupe des éléments du système périodique devient de type *p* par addition d'éléments du troisième groupe comme le bore, l'aluminium, le gallium, l'indium, etc., tandis que l'addition d'éléments du cinquième groupe comme le phosphore, l'antimoine, l'arsenic, etc. favorise la conductibilité par électrons. Ceci est dû au fait que les éléments du troisième groupe laissent insaturée une liaison de la structure du cristal du germanium (tétraèdre) créant ainsi un « trou » ou manque d'électron, tandis que l'addition des éléments du cinquième groupe fournit des électrons libres à la maille. Dans le cas du déplacement de trous, il s'agit, en fait, d'électrons qui migrent d'un centre accepteur à un autre, ce qui est identique au déplacement d'une charge positive en sens inverse du mouvement de l'électron.

On comprend que cette interaction plus forte avec la maille du corps solide conduise à une mobilité plus faible pour les trous que pour les électrons ($\mu_{\text{électrons}} = 3\,000\ \text{cm}^2/\text{V.s}$; $\mu_{\text{trous}} = 2\,000\ \text{cm}^2/\text{V.s}$). Le point fondamental est que le germanium soit assez pur pour que la conductibilité par défaut d'électrons prenne part à la conductibilité dans le corps de type N et *vice versa*. Il est connu que cela ne s'effectue qu'à partir d'un certain degré de pureté. En poussant la pureté, l'extension de la couche d'arrêt en sens inverse croît et le nombre de trous croît aussi de telle sorte que l'interaction devient plus forte (gain en courant plus fort, *voir* plus loin). En même temps, la limite de fréquence s'abaisse à cause d'une raréfaction des porteurs de charge libres. La valeur limite de la résistivité sans impuretés (intrinsèque à $T = 300°\ \text{K}$) est calculable théoriquement, elle est de $\rho = 100\ \Omega.\text{cm}$ [10]. L'importance des travaux de purification apparaît quand on considère la variation de la résistivité spécifique avec la teneur en impuretés. A partir d'une pureté de 10^{-8} en poids, on peut encore mesurer des différences de ρ d'un facteur de 10. Les méthodes spectrographiques ne suffisent plus pour définir et déceler le degré de pureté. Les mesures de résistivité, du coefficient de redressement, du coefficient de Hall, de la vitesse de diffusion, etc., s'avèrent beaucoup plus sensibles.

On comprend pourquoi il faut donner au germanium ce haut degré de pureté. En effet, la diffusion des porteurs de charge de signes opposés ne peut être efficace qu'à partir d'un certain degré de pureté, la probabilité de recombinaison diminuant lorsque la pureté augmente. De l'autre côté, la couche d'arrêt doit être étendue (haut inverse). Il y a d'ailleurs une différence dans la réponse de fréquence entre les deux cas : injection de trous dans le type N et injection d'électrons dans le type P. Ce dernier cas conduit à une réponse en fréquence plus élevée à cause de l'inertie plus faible des électrons pendant leur parcours de l'émetteur au collecteur. La présence de deux porteurs de charge de signe différent a donné l'idée de base d'une explication du comportement du germanium dans la théorie des états de surface.

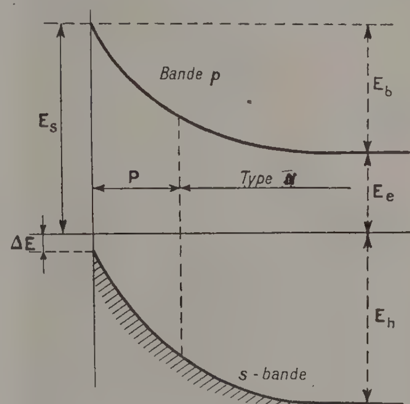


Fig. 3.

Bardeen et Brattain [4] ont étudié la structure des niveaux d'énergie à la surface du germanium d'après la conception due à Schottky et Spenke de l'existence d'une couche d'inversion (*fig.* 3).

ζ est le niveau de Fermi. La bande remplie (s) est fortement relevée au point de contact du métal et du semi-conducteur en laissant une petite distance d'énergie ΔE du niveau de Fermi. La bande de conductibilité est courbée en haut et se divise en une zone de type n et une zone superposée de type p. E_b et E_s sont les différences d'énergie correspondantes. La figure correspond jusqu'à la ligne de

séparation p-n au cas général d'une couche d'arrêt métal/semi-conducteur. La charge positive dans la couche d'arrêt (raréfaction des porteurs de charge) est compensée par une charge négative augmentée à la surface. On peut aussi considérer la charge négative de compensation comme formée par une accumulation d'électrons liés à des états de surface. Dans ce cas, le semi-conducteur est lui-même le siège des deux niveaux de potentiel.

Les états de surface physiques sous forme d'inho-

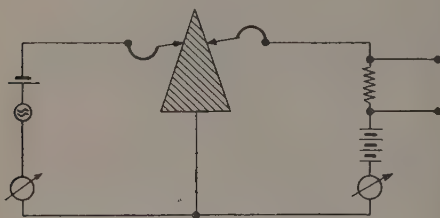


Fig. 4.

mogénéités limites entre les cristaux donnent d'autres solutions de l'équation de Schrödinger ou des états de surface dans le sens de Tamm et Bardeen [11] ne sont plus considérés comme essentiels pour l'effet de transistance. C'est la coïncidence de certaines conditions qui permet l'injection de porteurs de charge de signe opposé dans le même cristal. Ces conditions sont, avant tout : la conductibilité mixte par électrons et défaut d'électrons et une grande étendue de la couche d'arrêt en sens inverse (substance pure et résistivité élevée). L'explication du pilotage d'une couche d'arrêt à travers le cristal massif (comparer [12] et la jonction p-n) n'est d'ailleurs plus problématique avec des suppositions qui ne sont pas basées sur des couches superficielles prédonnées. Sous les conditions de couches d'arrêt étendues et de conductibilité mixte, la polarisation de signe opposée des deux couches limites suffit pour l'établissement de ce que Aigrin et Dugas appellent une couche « chimique » (*cf.* les travaux de Aigrain et Dugas [13] à [17]).

Dans certains cas, des zones de cristallisation favorisent l'interaction à travers des distances plus grandes. Dans le cas du transistron en forme de coin (*fig.* 4), nous avons pu mesurer une forte interaction à travers une distance de 50 μ.

Une possibilité de mesurer ces conditions hétérogènes à la surface a été indiquée par Benzer [12] (*fig.* 5). On mesure la tension de Hall ΔU à proximité de l'aiguille positive (émetteur) dans un champ magnétique H, transversal. La densité accrue de défauts d'électrons devait se marquer par un changement de signe ou au moins une diminution de ΔU si le courant varie entre zéro et une valeur quelconque.

Depuis la mise au point du transistron-filament (filamentary-transistor), l'injection de défauts d'électrons est un procédé contrôlable et connu. Le principe est de créer une couche mince de germanium qui permet d'établir un champ électrique assez intense et d'injecter d'un côté des défauts d'électrons [18] par une électrode positive. Des dispositifs de ce genre ont permis d'effectuer des mesures de densité de trous, de leur durée de vie, de leur mobilité, etc. avec une exactitude bien au-dessus de celle possible en employant la méthode classique de mesure du coefficient de Hall. La durée de vie moyenne d'un trou positif dans le germanium n de $\rho = 10\ \Omega$.cm de résistivité spécifique est de $\tau = 10^{-7}$ s. La jonction p-n mérite un intérêt spécial du point de vue théorique et pratique. On peut produire ces jonctions en coulant du germanium de haute pureté dans un vide poussé (10^{-5} à 10^{-6}) et appliquant un procédé de refroidissement soigné. La zone de contact entre deux couches de germanium de type différent peut former un redresseur de caractéristiques spéciales. W. Shockley a fait une théorie de ce redresseur en tenant compte des mobilités et résistances différentes des deux côtés et trouve que l'ancienne formule semi-empirique de C. Wagner :

$$I = I_0(e^{\alpha U} - 1), \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{e}{kT} = 40\ \text{V}^{-1}$$

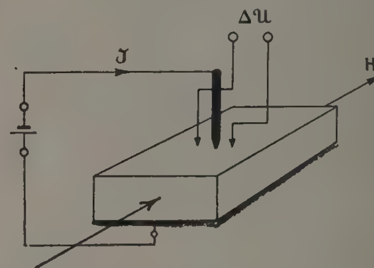


Fig. 5.

doit être valable dans ce cas. Comme W. Shockley l'a indiqué à la conférence sur les semi-conducteurs à Reading (juillet 1950), on a pu mesurer, sur de tels détecteurs p-n, des caractéristiques qui satisfont très exactement aux points calculés d'après cette formule.

Depuis les études sur le germanium, on a essayé de faire des cristaux amplificateurs avec d'autres corps. Banbury, Gebbie et Hogarth (Université de Reading) ont communiqué les valeurs de transistrons à base de sulfure de plomb (PbS), mais ayant des performances légèrement inférieures à celles du germanium. Le sulfure de plomb utilisé est du type p et la mobilité des porteurs de charge dans le PbS est de l'ordre de grandeur de celle des porteurs de charge dans le germanium mais un peu plus faible.

Il est évident que l'on peut construire des transistrons à base d'autres corps comme PbTe, CdTe,

CdS, etc. Les performances ont cependant été inférieures à celles obtenues dans le germanium.

2. Caractéristiques et définitions. — Nous ferons une description des propriétés d'un transistron en partant de la représentation sous forme de quadripôle. Ceci correspond d'ailleurs aux mesures effectuées sur une table de fabrication moderne. Le transistron travaille des deux côtés sur des penthodes saturées pour pouvoir changer les courants respectifs sans changer les impédances extérieures. On peut ainsi faire une mesure des variations des courants et tensions avec impédance de charge infinie ou nulle en court-circuitant la penthode de sortie par une capacité. Nous reviendrons sur ce point plus tard. Une méthode de mise au point est donnée par la figure 6. La déviation du courant en inverse du côté du collecteur par l'interaction des couches d'arrêt est visible, si l'on fait piloter l'émetteur par un générateur à 2 000 périodes par exemple. Le pilotage de la caractéristique du collecteur se fait par un générateur de 50 périodes. On évite ainsi des interférences. Pour faire une description analytique du transistron, on commence par une analyse du schéma généralisé sous forme de quadripôle. Les expressions pour les résistances respectives sont très semblables aux expressions que l'on connaît dans la théorie des diodes mélangeuses [19], [20], [21], [22].

Ces équations expriment une forte réaction de l'impédance de sortie sur l'impédance de l'entrée et *vice versa.*

On ne peut pas définir une pente du courant de grille, comme dans le cas des tubes à vide puisque la résistance d'entrée est basse et le « courant de grille » est du même ordre de grandeur que le « courant de plaque ». On note d'abord les équations du quadripôle :

$$\left.\begin{aligned} &a.\quad \Delta U_E = |R_{11}|\,\Delta I_E + |R_{12}|\,\Delta I_A, \\ &b.\quad \Delta U_A = |R_{21}|\,\Delta I_E + |R_{22}|\,\Delta I_A, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

ΔU_E et ΔI_E sont la tension et le courant émetteur; ΔU_A et ΔI_A sont la tension et le courant de collecteur.

Les impédances sont introduites en valeurs absolues.

Ces équations générales d'un quadripôle passif ne sont valables que pour des déviations (tensions alternatives) faibles (Δ). On ne doit pas perdre ceci de vue pour toutes les déductions physiques à tirer de ces équations. La mesure des résistances $|R_{nm}|$, etc. est importante puisque la connaissance de ces dernières permet un calcul des propriétés du transistron. On a utilisé la méthode suivante : On alimente le transistron des deux côtés par le courant de plaque de pentodes saturées. De cette façon, il est possible de changer la polarisation d'un transistron sans changer l'impédance de charge. Ensuite, il est facile de faire une mesure du quadripôle dans les deux cas : marche à vide et court-circuit (à la sortie). La tension alternative est mise aux bornes d'entrée et mesurée par un voltmètre à lampes. A la sortie, on peut mettre les deux cas : marche à vide et court-circuit, en branchant une capacité assez grande en parallèle sur la pentode de sortie.

Les courants alternatifs qui doivent être mesurés également sont déduits des tensions respectives aux bornes de deux résistances de valeur connue, branchées en série avec le transistron. On mesure ainsi les grandeurs

$$(\Delta U_E)_0,\quad (\Delta U_E)_\infty,\quad (\Delta U_A)_\infty,\quad (\Delta I_A)_0,\quad (\Delta I_E)_0 \approx (\Delta I_E)_\infty\,;$$

les indices 0 et ∞ indiquent si le collecteur se trouve en court-circuit ou en marche à vide.

Ces cinq grandeurs suffisent pour un calcul des

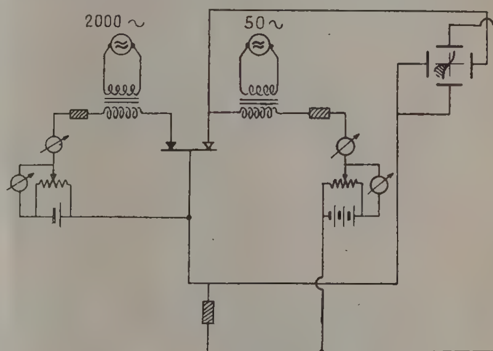


Fig. 6.

propriétés principales du transistron. D'après les équations (1 *a*) et (1 *b*), on a

$$|R_{11}| = \left(\frac{\Delta U_E}{\Delta I_E}\right)_\infty, \qquad (2)$$

$$|R_{21}| = \left(\frac{\Delta U_A}{\Delta I_E}\right)_\infty, \qquad (3)$$

$$|R_{22}| = \frac{(\Delta U_A)_\infty}{(\Delta I_A)_0}, \qquad (4)$$

$$|R_{12}| = \frac{(\Delta U_E)_\infty - (\Delta U_E)_0}{(\Delta I_A)_0}. \qquad (5)$$

Conformément à l'équation (1), on a maintenant, pour la résistance d'entrée du transistron :

$$|R_E| = |R_{11}| - \frac{|R_{12}|\,|R_{21}|}{|R_{22}| + |R_l|}, \qquad (6)$$

où R_l est la résistance de charge du côté collecteur.

La résistance de sortie est

$$|R_s| = |R_{22}| - \frac{|R_{12}|\,|R_{21}|}{|R_{11}| + |R_k|}, \qquad (7)$$

R_k étant la résistance de charge à l'entrée.

On s'aperçoit de la similitude entre les équations déduites et les équations pour les conductibilités

d'entrée et de sortie des diodes mélangeuses [19], [21], [22].

Ici, les résistances d'entrée et de sortie dépendent également de la charge à l'entrée et à la sortie respectivement.

On déduit aussi facilement les autres constantes nécessaires pour les cas : court-circuit/marche à vide du côté du collecteur.

Amplification en courant (pour $R_l = 0$) :

$$\alpha_{max} = \left(\frac{\partial I_A}{\partial I_E}\right)_{\Delta U_A = 0} = \frac{|R_{21}|}{|R_{22}|}.$$

Amplification en tension (valeur maximum) :

$$\beta_{max} = \frac{|R_{21}|}{|R_{11}|} \qquad (\Delta I_A = 0 \quad \text{ou} \quad R_l = \infty).$$

Si le déterminant des équations (1) :

$$D = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{vmatrix}$$

est négatif, le transistron est instable.

En d'autres termes, si

$$|R_{12}|\,|R_{21}| > |R_{11}|\,|R_{22}|$$

ou

$$\delta = \frac{|R_{12}|\,|R_{21}|}{|R_{11}|\,|R_{22}|} > 1, \tag{8}$$

on a tendance vers un régime oscillatoire. En introduisant les valeurs données sous (2), on déduit facilement l'expression pratique

$$\delta = 1 - \frac{(\Delta U_E)_0}{(\Delta U_E)_\infty}. \tag{9}$$

Pour un calcul de l'amplification en puissance, nous avons besoin des équations

$$\Delta U_A = -R_l\,\Delta I_A, \tag{10}$$
$$\Delta U_A = R_{21}\,\Delta I_E + R_{22}\,\Delta I_A, \tag{1 b}$$

qui donnent l'égalité

$$\left.\begin{aligned} \Delta I_A(-R_l - R_{22}) &= R_{21}\,\Delta I_E, \\ \Delta I_A &= -\frac{R_{21}}{R_l + R_{22}}\,\Delta I_E. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Pour former le rapport des puissances :

$$P = \frac{\Delta I_A^2\, R_l}{\Delta I_E^2\, R_E}, \tag{12}$$

on introduit en (12) ΔI_A d'après (11) et R_E d'après (6) avec la supposition que le transistron soit adapté à l'entrée. Cela donne

$$P = \frac{R_{21}^2\, R_l}{(R_l + R_{22})^2 \left(R_{11} - \dfrac{R_{12} R_{21}}{R_{22} + R_l}\right)} \tag{13}$$

ou

$$P = \frac{|R_{21}|^2}{|R_{11}|\,|R_{22}|}\; \frac{|R_l|}{(|R_l| + |R_{22}|)}\; \frac{1}{1 - \delta + \dfrac{|R_l|}{|R_{22}|}}. \tag{14}$$

Nous calculons encore la résistance de charge R_l pour une amplification maximum en puissance :

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial R_l} &= 0, \\ R_l &= R_{22}\sqrt{1 - \delta}. \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

L'impédance d'entrée est pour le même cas :

$$R_k = R_{11}\sqrt{1 - \delta}. \tag{16}$$

En introduisant R_1 d'après (15), en (14), on a

$$P_{max} = \frac{|R_{21}^2|}{|R_{11}|\,|R_{22}|}\; \frac{1}{(1 + \sqrt{1 - \delta})^2}. \tag{17}$$

Dans ce cas, on a, pour les amplifications en courant (respectivement en tension) :

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{\Delta I_A}{\Delta I_E} = \frac{|R_{21}|}{|R_{22}|}\; \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}} = \alpha_{max}\,\frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}}, \\ \beta &= \frac{\Delta U_A}{\Delta U_E} = \frac{|R_{21}|}{|R_{11}|}\; \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}} = \beta_{max}\,\frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}}. \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Il en résulte les résistances optimum des deux côtés :

$$\left.\begin{aligned} R_{l\,opt} &= |R_{22}|\sqrt{1 - \delta} \quad (\text{sortie}), \\ R_{k\,opt} &= |R_{11}|\sqrt{1 - \delta} \quad (\text{entrée}), \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

La formule (17) donne le même résultat que la formule suivante qui se déduit du rapport différentiel total des puissances :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_A}{\Delta N_E} &= \frac{\Delta I_A}{\Delta I_E\, U_E + \Delta U_E\, I_E}\, U_A + \frac{\Delta U_A}{\Delta I_E\, U_E + \Delta U_E\, I_E}\, I_A \\ &= \frac{U_A}{\dfrac{U_E}{\alpha_{max}} + \dfrac{\Delta U_E}{(\Delta I_A)_0}\, I_E} + \frac{I_A}{\dfrac{I_E}{\beta_{max}} + \dfrac{\Delta I_E}{(\Delta U_A)_\infty}\, U_E}. \end{aligned} \tag{20}$$

Cela donne, pour $\Delta U_A = 0$ et $U_A = \text{const.}$, le facteur de puissance

$$\mu = \left[\frac{\Delta I_A}{\Delta (I_E\, U_E)}\right]_{U_A = \text{const.}}, \tag{21}$$

μ donne des indications sur la variation de I_A, mais plus exactement que α et dans la limite de la variation de la puissance d'entrée, puisque U_E ne peut pas être considéré comme constant pour I_E variable. Si l'on désigne par R_T la résistance entre les deux aiguilles (émetteur et collecteur) dans le cas normal (avec polarisation) et R_{NT} la résistance dans le cas sans polarisation, on peut définir une grandeur importante que nous appellerons le « facteur d'interaction » :

$$\gamma = \frac{R_T}{R_{NT}}. \tag{22}$$

Ce facteur est une mesure pour la variation de la résistance transversale à travers les aiguilles. Il est caractéristique de chaque cas. $\gamma = 1$ veut dire qu'il n'y a pas d'injection de porteurs de charge de signe opposé du côté de l'émetteur.

Nous traiterons cette question en détail dans le chapitre suivant.

3. Courant d'interaction et états de surface. — Depuis la première publication de Bardeen et Brattain sur l'effet de l'interaction de couches d'arrêt observé à l'aide du « transistor », beaucoup de chercheurs ont traité le phénomène des « couches superficielles ». On sait bien que la théorie classique de la couche d'arrêt dans le sens de Schottky ne peut plus fournir une explication du fait que le redressement ne dépend pas de la nature du métal [23] et du fait que le travail d'extraction dépend peu de la température [24]. Bardeen [11] a adapté la théorie des niveaux de surface, dit « niveaux de Tamm », à l'explication de ces anomalies. On peut attribuer ces niveaux à des solutions supplémentaires de l'équation Schrödinger pour le cristal fini et aussi à des impuretés qui créent ce que Schottky et Spenke ont nommé une « couche d'inversion ». La surface extérieure étant du type p, le bloc interne du type n. C'est ainsi que la couche d'arrêt est prédonnée à l'intérieur et que l'on devient très indépendant des propriétés de l'aiguille. De plus, on peut ainsi expliquer le fait que, par exemple, la résistance de parcours calculée à partir de la formule connue

$$R_p = \frac{\rho}{4\sum_\nu r_\nu}$$

$\Big($ce qui donne, pour une seule surface de contact, $\nu=1$: $R_p = \frac{\rho}{4r}$, avec ρ, résistivité en Ω.cm; r, rayon de la surface de contact$\Big)$ donne une valeur de 2 000 Ω pour $\rho = 10\ \Omega$.cm et $d = 2r = 0{,}0025$ cm. En réalité, on trouve une valeur plus basse d'une puissance de 10. Puisque les états de surface se marquent à partir d'un certain degré de pureté du matériel, on devait expliquer le phénomène plus spécialement par un équilibre qui s'établit entre les donneurs et les accepteurs, de sorte que par le signe de polarisation, on a, d'un côté, conductibilité par électrons, de l'autre, conductibilité par trous dans le même corps. Si l'on travaille avec du germanium bien cristallisé, mais pas spécialement sous forme de cristaux uniques, et sans formation, on s'aperçoit que les points fonctionnant en transistron sont répartis au hasard sur la surface d'un cristal. Pour mieux connaître la différence entre les points « transistance » et « non-transistance » sur un cristal, l'auteur a fait des mesures de résistances et de capacités dans les deux cas. Les résultats sont décrits ailleurs [25], [26]. En résumé, l'auteur propose un schéma substitutif dans lequel l'effet de pilotage, qui se traduit dans les mesures par une augmentation de la pente capacitive $\frac{\partial C_E}{\partial U_E}$ du côté de l'émetteur et par un abaissement de la résistance transversale R_{NT} (*fig.* 7) est spécialement caractérisé par la grandeur γ, appelée coefficient d'interaction :

$$\gamma = \frac{R_T}{R_{NT}} = \frac{R_i - R_T}{R_i} = 1 - \frac{R_T}{R_i},$$

où

$$R_i = \frac{R_T R_{NT}}{R_{NT} - R_T}, \tag{23}$$

la résistance définie pour le shunt latéral représenté par les porteurs de charge émanant de l'émetteur et se déplaçant vers le collecteur. Un procédé analogue se trouve chez Aigrain [14] qui introduit aussi deux composantes (latérale et verticale) pour le courant d'interaction. R_{NT} est la résistance entre les aiguilles sans effet de pilotage. R'_E et R'_A sont les résistances

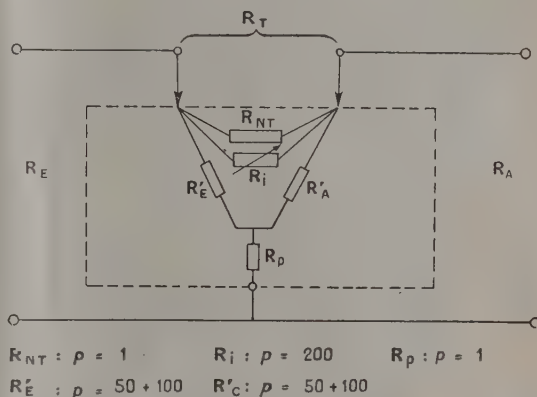


Fig. 7.

internes respectives des deux couches d'arrêt au point de travail. R_p est la résistance de parcours, commune, parce que, ici, la distance des couches d'arrêt est de l'ordre de grandeur de l'extension de la couche limite. Le comportement normal peut être décrit par une résistance R_i, positive, γ étant d'ordre de 0,5 dans un cas normal (*voir* plus bas). Puisque R_i est une mesure de la densité du courant d'interaction, γ est aussi spécifique pour l'efficacité du courant des porteurs de charge contrapolaires, émis par l'émettrice.

Avant d'entrer dans le détail de cette question, nous remarquons, en résumé, que la densité des centres d'impuretés dans les deux cas : transistance et non-transistance est différente. Si l'on fait le calcul de n_D^+ (densité des centres d'impuretés donneurs), d'après la formule connue de Schottky :

$$\frac{\partial \frac{1}{c^2}}{\partial U_E} = \frac{8\pi}{\varepsilon e} \frac{1}{n_D^+}, \tag{24}$$

(ε, constante diélectrique; e, charge unitaire).

on trouve une densité de points d'impuretés plus

élevée dans le cas du transistron que dans celui du non-transistron.

$$n_D^+[\text{cm}^{-3}]_{\text{transistron}} > n_D^+[\text{cm}^{-3}]_{\text{non-transistron}}.$$

Ce résultat est compatible avec les remarques de Bardeen et Brattain [4] qui trouvent que la densité des défauts d'électrons à la surface du germanium purifié est de l'ordre de 40 fois la densité dans le cristal. On comprend que l'injection de trous se traduise dans la mesure des capacités par une augmentation des centres d'impuretés puisque chaque trou libéré correspond à une impureté ionisée.

Le facteur d'interaction γ représente un moyen sensible pour la caractérisation des transistrons. La chute de la résistance du côté du collecteur dans le cas transistron [26] est due d'abord aux défauts

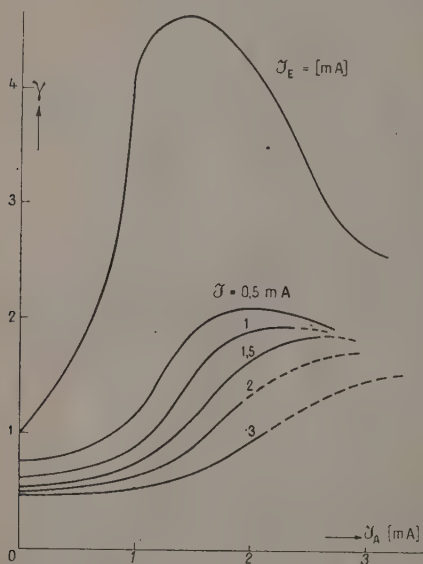


Fig. 8.

d'électrons prenant part au transport latéral du courant.

Un fait très important, c'est que γ peut devenir plus grand que 1 et cela en croissant avec I_A. Dans les mesures effectuées à une fréquence très élevée (60 Mc/s), l'augmentation de R_T avec I_E est explicable puisque R_T est tracé avec U_E comme paramètre, mais on trouve, en général, un abaissement de γ avec I_A croissant.

Si l'on fait la même mesure à une fréquence plus basse (5 000 c/s), on constate que γ peut augmenter avec I_A croissant (pour I_E augmentant, γ diminue). La figure 8 donne les résultats d'une mesure du coefficient d'interaction sur un échantillon qui montre une augmentation jusqu'à la valeur de 2 mA pour le courant de collecteur. On comprend que γ passe par un maximum puisque pour I_A croissant en sens inverse la couche d'arrêt s'élargit et augmente ainsi dans une certaine partie (en accord avec la théorie de Schottky) la zone de haute résistivité qui fait

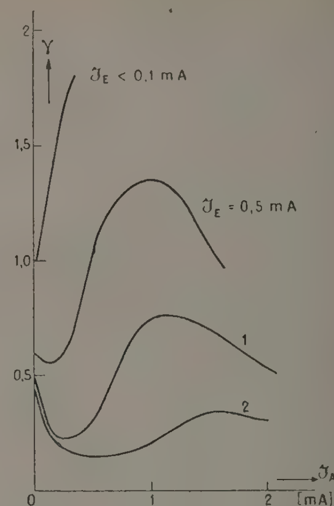


Fig. 9.

partie de la résistance latérale. A partir d'une certaine valeur, R'_A commence à diminuer et γ reprend l'allure normale. D'autre part, il est clair que γ tombe avec I_E croissant. Le dernier comportement se retrouve dans toutes les mesures, mais il y a des cas où γ tombe d'abord pour passer ensuite par ce maximum (*fig.* 9). Ceci s'explique par le rapport

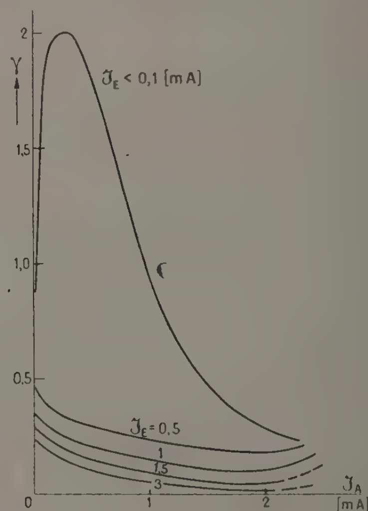


Fig. 10.

entre I_E et I_A. Dans certains cas, on trouve d'abord l'allure normale de γ avec I_A croissant (si I_E est suffisamment grand) et la couche d'arrêt du côté

du collecteur n'est pas encore assez profonde. Si cette dernière reste encore à haute résistance avec I_A croissant (U_A suffisamment grand), on passe par un minimum, puis par le maximum pour atteindre ensuite la partie normale de γ.

Le cas typique général est donné par la figure 10. Seulement, pour I_E très petit, le maximum est visible. Pour $I_E \geq 0{,}3$ mA, γ tombe assez régulièrement. Ces mesures ont été faites avec un pont pour courant alternatif, bloqué contre les conducteurs pour les polarisations directes par des capacités présentant un court-circuit pour cette fréquence. L'explication de ce phénomène est la suivante : dans le cas normal d'un branchement de résistances différentielles, une augmentation de courant devrait entraîner un abaissement des résistances résultantes (caractéristiques négatives exclues). Mais on mesure ici, avec la sonde du courant de l'émettrice, la résistance interne de la couche de barrage du côté du collecteur. Celui-ci travaillant en sens de blocage doit montrer, d'après la théorie classique de « diode » (Schottky), un agrandissement de la résistance avec I croissant en sens négatif. On sait bien que cela ne se fait que dans une partie limitée à proximité du point zéro et que la résistance interne de la couche diminue enfin fortement. On mesure donc l'agrandissement de la résistance interne du côté du collecteur dans cette partie de la caractéristique. On voit aussi que γ commence à diminuer à partir d'un courant I_A assez élevé. Il n'est donc pas nécessaire de penser à une résistance R_i négative. De toute façon, pour le calcul, on peut mettre R_i négative. En outre, on doit admettre que la forte recombinaison des défauts d'électrons à la surface est mesurable en basse fréquence et qu'elle réagit dans le même sens qu'une augmentation de la résistance d'interaction. A partir de ces connaissances, on peut établir le schéma substitutif pour le quadripôle actif du transistron (*voir* [25]). En traçant ces schémas substitutifs, on part toujours de certaines suppositions heuristiques. On trace le quadripôle sous forme d'un T par exemple et l'on ajoute, du côté du collecteur, la source de tension nécessaire pour satisfaire aux équations du quadripôle non symétrique. Ce procédé fournit facilement les schémas substitutifs pour les différentes méthodes de câblage : cristal comme grille ou collecteur à la masse ou encore émetteur à la masse (*cf.* par exemple Ryder-Kircher, *Bell Syst. Techn. J.*, 1949, 28).

En faisant une comparaison des différents coefficients de ces équations, on trouve, par exemple, pour le montage collecteur à la masse, une résistance de sortie

$$B_{22} = R_{11} + R_{22} - R_{21} - R_{12}.$$

Cette résistance correspond dans notre schéma à la résistance transversale entre les aiguilles. En mesurant cette résistance dans ce branchement, on trouve que l'équation donnée pour B_{22} est correcte pour $\alpha > 1$. Si $\alpha > 1$, B_{22} devient négatif [1]. En divisant cette équation par R_{22}, on trouve

$$\frac{B_{22}}{R_{22}} = \frac{R_{11}}{R_{22}} + \left[1 - \frac{\frac{R_{21}}{R_{22}}}{\alpha}\right] - \frac{R_{12}}{R_{22}}. \qquad (25)$$

Cela donne, pour $\alpha = 1$ et pour des valeurs normales de R_{11} et R_{12}, une résistance de l'ordre de 100 Ω. Pour $\alpha > 1$ (par exemple 1,5), on trouve

$$\frac{B_{22}}{R_{22}} \simeq 10^{-2} - 0{,}5, \qquad B_{22} = -0{,}5\,R_{22},$$

c'est-à-dire une valeur négative pour B_{22}.

Cette représentation ne permet pas d'autres conclusions, tandis que le facteur d'interaction est en rapport direct avec le facteur défini par Shockley [18] comme mesure de la partie du courant de l'émetteur porté par des trous. Ce facteur a été introduit par Shockley pour interpréter les mesures avec une sonde faites sur des transistrons filamentaires (filamentary-transistor). Mais pour le transistron, type A, cette mesure a la même importance, puisque les courants respectifs se composent d'une partie portée par les trous et d'une autre portée par les électrons. La seule différence est que le champ électrique extérieur dans lequel les défauts d'électrons sont transportés n'est pas fourni par des électrodes supplémentaires, mais par l'aiguille du collecteur. La fraction du courant portée par des trous est

$$\frac{I_p}{I_n + I_p} = \frac{1 - \frac{G_0}{G}}{1 + \frac{\mu_n}{\mu_p}}, \qquad (26)$$

où

I_p, courant porté par des trous;
I_n, courant porté par les électrons;
$\frac{1}{G_0} = R_{NT}$, résistance latérale sans injection de trous;
$\frac{1}{G} = R_T$, résistance latérale avec injection de trous.

Et puisque sans recombinaison

$$I_p = -\gamma' I_E, \qquad I_n = (1 - \gamma') I_E, \qquad (27)$$

on a

$$\frac{-\gamma' I_E}{(1 - \gamma') I_E - \gamma' I_E} = \frac{1 - \frac{G_0}{G}}{1 + b}. \qquad (28)$$

Nous introduisons les grandeurs

$$\delta = \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_p}, \qquad b = \frac{\mu_n}{\mu_p}.$$

μ_n, mobilité [cm²/V : s] des électrons;
μ_p, mobiilté des trous.

[1] Se référant à une remarque faite à l'auteur par M. Salow, Darmstadt.

En développant on trouve donc

$$\gamma' = \frac{1-\gamma}{2\gamma + \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_p}} = \frac{\gamma - 1}{2\gamma + \delta}. \qquad (29)$$

Cette équation donne le rapport entre le facteur spécifique introduit par Shockley et notre $\gamma = \frac{R_T}{R_{NT}}$.

Avec la connaissance de δ, on calcule facilement γ' (la fraction du courant de l'émetteur, porté par des trous).

4. **Facteurs de bruit du schéma substitutif et sensibilité.** — Il est d'une importance primordiale de pouvoir précalculer le bruit de montages avec transistrons. Cette connaissance permet de trouver les montages utiles et sensibles dans les cas pratiques. Pour résoudre ce problème, on peut procéder de deux façons différentes : on peut d'abord mesurer le bruit des trois résistances R_T, R_E et R_A du schéma substitutif. De là, on peut déduire les facteurs de bruit p_T, p_E et p_A de ces résistances. Cette connaissance permet l'établissement d'un schéma de bruit ou d'une formule pour la puissance de bruit semi-empirique. On trace le schéma du réseau substitutif des résistances, prend en considération leurs températures de bruit respectives et peut ainsi trouver, par une discussion de la formule finale pour la sensibilité, le rapport favorable des résistances ou le point optimum de travail. Ce procédé a été utilisé pour précalculer la sensibilité de montages avec transistrons [27], [28].

On part d'une représentation des facteurs de bruit des couches d'arrêt. Ceci se calcule d'une façon très générale en remplaçant le semi-conducteur à deux électrodes par son réseau de résistances auxquelles on attribue des générateurs de tension fluctuantes. On calcule ainsi la valeur moyenne du carré de la déviation standard :

$$\overline{u^2} = \overline{(y - \bar{y})^2},$$

l'amplitude de bruit. Pour simplifier le procédé, on représente le système du semi-conducteur par une fonction aléatoire

$$s(t) = \sum_n A_n \cos(\omega_n t + \varphi_n)\, e^{-\alpha_n t}$$

qui, sous forme d'une expression d'oscillations amorties, permet un calcul de $\overline{u^2}$ en utilisant la transformée de Fourier. Enfin, il faut attribuer au semi-conducteur une impédance pure (capacité ou inductivité) pour aboutir à une expression qui contient l'énergie moyenne $\frac{1}{2}\overline{Cu^2}$ ou $\frac{1}{2}Li^2$.

Cette dérivation conduit à une expression

$$\overline{u^2} = 4k \frac{1 + pR_q S}{(1 + R_q S)^2} T_0 R_q \int_{f_1}^{f_2} df \qquad (30)$$

pour la moyenne du carré de la tension de bruit du détecteur.

On a

k = constante de Boltzmann;

$p = \frac{T}{T_0}$ [T, température de bruit de la couche; T_0, température absolue ambiante (300° K)];

R_q, résistance en parallèle avec la couche;

$S = \frac{\partial i_1}{\partial u}$, pente de la couche limite au point de travail (*cf.* [27]).

En tenant compte d'une résistance de parcours R_p, on arrive à la loi

$$p = 20\left[\,|I| - \frac{U - \frac{I}{\rho_p}}{R_q}\right] F^2 R_i, \qquad (31)$$

où

$|I|$, valeur absolue du courant à travers le détecteur;

$|U|$, valeur absolue de la tension aux bornes;

$\rho_p = \frac{I}{R_p}$, conductibilité de parcours;

R_q, résistance en parallèle;

F^2, facteur de charge d'espace;

$R_i = \frac{\partial u}{\partial i_1}$, résistance différentielle de la couche au point de travail.

Des calculs plus poussés conduisent à une formule pour le bruit total du détecteur [28]. On peut faire l'extension pour le cas dynamique dans lequel le cristal est exploré par une tension alternative. De cette manière, on arrive à une expression pour le facteur de bruit dynamique en prenant pour base la représentation de la caractéristique sous la forme

$$I_+ = kU^n + \rho U, \qquad I_- = -\rho U;$$

$$p(\omega t) = A + 20\,\frac{K(U_0 + U_- \cos\omega t)^n + \rho(U_0 + U_- \cos\omega t)}{Kn(U_0 + U_- \cos\omega t)^{n+1} + \rho} \qquad (32)$$

et pour base de la représentation de la caractéristique :

$$I = I_0(e^{\alpha U} - 1)$$

(où I_0 et α sont des constantes), on a

$$p(\omega t) = A + 20F^2\,\frac{e^{-\alpha U_- \cos\theta} I_0(\alpha U_-) - 1}{\alpha\, e^{\alpha U_0} I_0(\alpha U_-)}, \qquad (33)$$

A est une constante voisine de 1;

F^2, coefficient d'affaiblissement par la charge d'espace;

$I_0(\alpha U_-)$, fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro.

Ainsi, on est à même de précalculer les températures de bruit des résistances respectives d'un schéma et de les comparer aux valeurs mesurées par des mesures de bruit. Ensuite, on peut précalculer la sensibilité de tout d'un étage d'entrée avec transistron [28]. Ce procédé est suffisant pour la pra-

tique du précalcul et pour l'étude des valeurs optimums dans les récepteurs.

La figure 7 donne le schéma substitutif du transistron avec les valeurs de p des différentes résistances. On a trouvé, par des mesures, que R_i, la résistance d'interaction (dans la mesure R_T), apporte une forte composante de bruit. Déjà, le branchement en série de deux couches d'arrêt sur un cristal donne un facteur de bruit très élevé. Car, même sans pilotage extérieur, un courant qui passe à travers la couche superficielle réagit comme courant d'interaction (nous en donnons l'explication dans le chapitre suivant). La figure 11 montre le résultat de

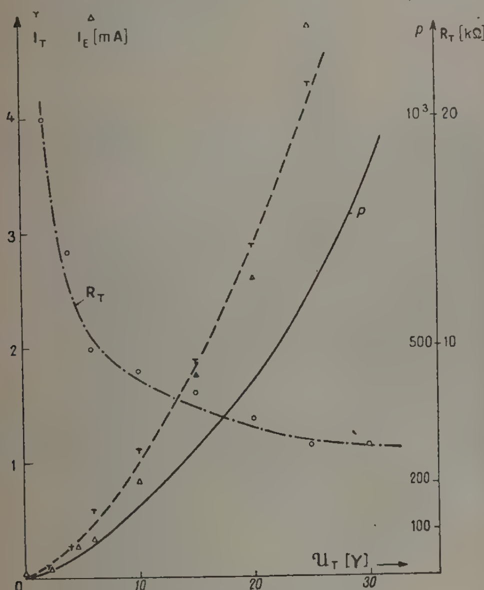


Fig. 11.

mesures de p_T pour un échantillon (non-transistron), qui ne montre pas l'amplification, où donc $\alpha = 0$. On trace dans un tel diagramme le courant I_T à travers la surface, la résistance $\frac{U}{I_T}$, le courant équivalent de plaque de la diode saturée I_e et le facteur de bruit p, calculé d'après $p = 20\, I_e R_p$.

Le cristal n'est pas branché dans ce montage. La mesure s'effectue à une fréquence de 60 Mc/s aux bornes d'un circuit symétrique sur lequel les deux aiguilles ont été branchées. Le branchement du cristal (référence à la masse) n'apporte pas un changement appréciable des valeurs de p. Cela prouve que le bruit élevé est dû, avant tout, à l'interaction des deux couches d'arrêt. Dans la partie qui sert en général, où I_T est entre 0,5 et 1 mA, p est de l'ordre de 200! Nous donnerons, dans le prochain chapitre, une dérivation mathématique de ce niveau de bruit élevé.

Il est évident que la connaissance des différentes valeurs de p dans le schéma substitutif (*fig.* 7) est suffisante pour le calcul du bruit résultant ou de la sensibilité de montages avec transistrons. Le calcul détaillé se trouve dans la publication [28].

Les valeurs de la sensibilité sont très limitées à cause de la température de bruit très élevée de la résistance d'interaction.

5. **Explication du bruit élevé de la résistance d'interaction.** — Dans ce qui précède, nous avons vu, dans les définitions le rôle important du coefficient d'interaction γ qui est à la base du bruit élevé et qui permet, en même temps, une appréciation des états de surface. La répartition du courant latéral définit une loi spéciale de bruit qui diffère beaucoup des lois connues dans les semi-conducteurs à deux électrodes. Van der Ziel a donné récemment un résumé [29] des théories pour l'explication de la loi $\frac{1}{f}$ (f, fréquence de mesure) de l'amplitude de bruit, expliqué d'abord par Mc Farlane [30]. Ce dernier avait amélioré la loi de Schottky :

$$\overline{\Delta j^2} \approx \frac{j^2}{\omega_2}$$

$\overline{\Delta j^2}$, moyenne du carré du courant de bruit;
j^2, carré de la densité du courant;
$\omega = 2\pi f$, fréquence angulaire.

Cette loi devrait représenter la dépendance du bruit Johnson de la fréquence jusqu'à 10^4 Hz.

On part de l'équation de diffusion

$$\frac{dN}{d\tau} = -\frac{\alpha}{e} j + p(N_0 - N),$$

en mettant

$$\alpha = \frac{\text{conductibilité ionique}}{\text{conductibilité électronique}} = \frac{\sigma_{\text{ion}}}{\sigma_{\text{électron}}},$$

N étant le nombre d'atomes par centimètre carré de la surface au temps t;
j, densité du courant thermoionique;
$p = \frac{D}{h} = \frac{D_0}{h} e^{\frac{-E}{kT}}$, probabilité qu'un atome (Ba par exemple), migre à partir de la surface d'une distance h pendant l'unité du temps;
D, coefficient de diffusion;
h, épaisseur de la couche superficielle où se produit le gradient de concentration.

Afin d'établir la loi $\frac{1}{\omega}$ Mc Farlane suppose que des nuages d'atomes migrent à travers le semi-conducteur. Ce qui nous intéresse ici c'est plutôt le bruit qui reste à plus haute fréquence (f plus grand que 10^4 c/s), parce que ceci est dû à un mécanisme purement électronique qui nous intéresse plus que le bruit additif par un déplacement des centres

d'impuretés où le bruit causé par l'effet de rétrécissement des lignes du courant dans la zone de contact (zone contractée du courant). Pour une analyse mathématique, il faut d'ailleurs séparer les différentes causes de bruit pour aboutir à une définition des données physiques. Les différentes causes de bruit dans un semi-conducteur sont :

1° Bruit Johnson (ou « Flicker effect ») qui diminue avec l'augmentation de la fréquence.

2° Bruit thermique de la résistance de travail (résistance différentielle) selon Nyquist. Toutes fréquences.

3° Bruit Schottky (diode saturée ou partiellement saturée). Toutes fréquences.

4° Bruit d'interaction. C'est le bruit supplémentaire causé par la superposition de deux mécanismes statistiques (*voir* plus bas).

En basse fréquence, le bruit d'après 1° est prédominant et pour une polarisation forte et à plus haute fréquence 3° est le plus important. J. M. Richardson [31] a récemment donné une théorie linéaire des fluctuations qui se produisent dans le processus de diffusion. Son traitement touche de plus près notre problème puisqu'il part également de l'équation générale de diffusion en trois coordonnées :

$$\frac{\partial c(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\nabla^2 c(\vec{r}, t) + g(\vec{r}, t),$$

$\vec{r}$, coordonnée d'espace (vectorielle);
t, coordonnée du temps;
D, constante;
$g(\vec{r}, t)$, fonction-source pour l'excitation de fluctuations d'équilibre.

Richardson n'a considéré la dépendance de la fréquence du processus aléatoire que pour une exploration faible et constante en admettant pour la variation de la résistance une fonction linéaire des déviations de concentration $c_1(\vec{r}, t)$:

$$R_1(t) = \int_{A_v} f(\vec{r})\, c_1(\vec{r}, t)\, \mathrm{d}r,$$

$\vec{r}$, vecteur de position et dr, élément de volume au point de coordonnée $\vec{r}$ du volume A_v.

De plus, le modèle mathématique est développé plutôt pour un contact entre des surfaces relativement larges. Dans la couche superficielle, on admet une diffusion de molécules, d'atomes ou d'ions.

Pour le problème du transistron, un autre processus est à envisager. C'est l'interaction entre deux couches d'arrêt ou le mécanisme de pilotage d'une source de bruit par un autre procédé statistique. On veut calculer ici plus spécialement la forme de la loi de distribution de probabilité si le courant de diffusion atomique pilote ou influence un autre courant de diffusion ou une couche d'arrêt avec une distribution gaussienne. Le procédé que nous appliquons a quelque similitude avec le traitement que Berstein [32] applique au bruit d'un générateur à tube. L'équation d'Einstein-Fokker-Plank donne le moyen le plus approprié à l'étude des processus statistiques dans les systèmes scléronomes.

Sans insister ici sur le développement mathématique général de la question (*voir* Appendice), nous voulons admettre les données suivantes :

Le courant de diffusion des trous ou des électrons se déplaçant dans le sens latéral (R_l) est soumis à l'équation de diffusion dans le temps et l'espace :

$$\frac{\mathrm{d}n_h}{\mathrm{d}t} = \operatorname{div} D \operatorname{grad} n_h, \tag{1}$$

où

D, coefficient de diffusion;
n_h, concentration des trous dans le transistron de type n où n, concentration des électrons dans le transistron de type p.

Il s'agit des conditions des systèmes scléronomes. On connaît déjà l'application de l'équation « Einstein-Fokker-Plank » aux systèmes de ce genre. Dans la littérature Khintchine, Kolmogoroff [34], [35] et Pontrjagin [36] ont été les premiers à traiter les processus continuels et stochastiques à l'aide de ce mécanisme symbolique.

L'équation dans le temps et l'espace pour la diffusion (1) est identique avec celle appliquée par Herring [37] pour le cas du transistron sans tenir compte de la recombinaison

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial n_h}{\partial t} &= -E\mu_h \frac{\partial n_h}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial x}\frac{\partial n_h}{\partial x}, \\ \frac{\partial n_h}{\partial t} &= \left(\frac{\partial D}{\partial x} - E\mu_h\right)\frac{\partial n_h}{\partial x}, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

n_h, densité des porteurs de charge;
μ_h, leur mobilité;
x, coordonnée d'espace;
E, champ électrique;
t, temps.

Pour un coefficient de diffusion constant et un processus unidimensionnel, l'équation (2) devient

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(E\mu_h n_h)$$

et de

$$\int \frac{\partial n_h}{\partial t}\,\mathrm{d}x = -c\int \frac{\partial n_h}{\partial x}\,\mathrm{d}x$$

suit

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = -\frac{c}{x} n_h \tag{3}$$

comme équation du système. Cette équation satisfait aux conditions à poser pour une équation diffé-

rentielle stationnaire de la densité de probabilité. L'équation (3) est de la forme

$$\frac{\partial n_h(x,t)}{\partial t} = -\frac{c}{x}\, n_h(x,t) = \chi(x), \tag{4}$$

on peut déduire, pour la densité de probabilité $f(n_h)$ d'un système de la forme (3), l'équation de Einstein-Fokker-Plank :

$$\frac{\mathrm{d}f(n_h)}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}[\chi(x) f(n_h)] = \frac{1}{2}\, b\, \frac{\mathrm{d}^2 f(n_h)}{\mathrm{d}x^2}, \tag{5}$$

où

$b = \lim\limits_{\tau \to 0} \frac{\xi^2}{\tau}$, intensité de dispersion;

ξ, déviation du point de phase;

τ, intervalle entre les déviations.

Pour le cas stationnaire (f indépendant de t), on a

$$\frac{\partial}{\partial x}\left\{ \chi(x) f(n_h) - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}[b(x) f(n_h)] \right\} = 0. \tag{6}$$

La distribution de probabilité stationnaire est une solution non négative et normalisée de l'équation différentielle (6). Dans le cas général, l'existence de la solution stationnaire est possible si :

a. $c'' > b(x) > c' > 0$;

b. $\chi(x)$ négatif pour des valeurs assez grandes de $+x$, positif pour des valeurs assez grandes de $-x$ et dans les deux cas modulo plus grande qu'une certaine constante $g > 0$.

On peut ainsi, en utilisant les intégrales de Stieljes pour $\chi(x)$ partir de l'équation

$$\chi(x)\frac{\partial f(n_h)}{\partial x} + \frac{1}{2}\, b(x)\frac{\partial^2 f(n_h)}{\partial x^2} = 0. \tag{7}$$

En mettant $\frac{\partial f(n_h)}{\partial x} = M$, on trouve la solution de l'équation

$$\frac{\partial M}{\partial x} + \frac{2}{b(x)}\chi(x) M = 0, \tag{8}$$

$$M_0 = C(x)\, \mathrm{e}^{-\varphi(x)}, \tag{9}$$

où

$$\varphi(x) = -2\int_0^x \frac{\chi(\xi)}{b(\xi)}\,\mathrm{d}\xi \tag{10}$$

est l'intégrale de Stieltjes.

La solution intégrale se trouve maintenant par variation de $C(x)$ (Lagrange) :

$$C'(x) - \varphi'(x) C(x) + \frac{2}{b(x)}\chi(x) C(x) = 0,$$

avec

$$C'(x) + C(x)\left[\frac{2}{b(x)}\chi(x) - \varphi'(x)\right] = 0, \tag{11}$$

on déduit

$$C(x) = K\,\mathrm{e}^{\int_0^x \left[\varphi'(x) - \frac{2}{b(x)}\chi(\xi)\right]\mathrm{d}\xi}, \tag{12}$$

$$C(x) = K\,\mathrm{e}^{-\int_0^x 4\frac{\chi(\xi)}{b(\xi)}\mathrm{d}\xi} \tag{13}$$

et, enfin,

$$f(n_h) = \int M\,\mathrm{d}x = K\int_0^x \mathrm{e}^{-6\int_0^x \frac{\chi(\xi)}{b(\xi)}\mathrm{d}\xi}\,\mathrm{d}\xi + C. \tag{14}$$

En mettant en considération un point défini x du système et en transformant sur n_h avec la variation $\mathrm{d}\nu_h$ d'après la relation (4), on peut écrire

$$f(n_h) = C + K\int_0^{n_h} \mathrm{e}^{-6\int_0^{n_h}\frac{C}{2Dx}\nu_h\,\mathrm{d}\nu_h}\,\mathrm{d}\nu_h \tag{15}$$

pour la fonction de distribution de probabilité. Celle-ci est donc de la forme

$$f(n_h) = k\,\mathrm{e}^{\frac{C}{2Dx}n_h^2} \tag{16}$$

puisque la première intégrale de Stieltjes ne représente qu'une somme de variations ν_h, ce qui laisse inchangée la forme fonctionnelle. K se calcule par

$$\frac{1}{K} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{e}^{-\frac{C}{2Dx}\nu_h^2}\,\mathrm{d}\nu_h = \sqrt{\frac{2\pi Dx}{C}}, \qquad K = \sqrt{\frac{C}{2\pi Dx}}.$$

Posons pour $\chi[n_h(x)]$ une distribution gaussienne analogue :

$$\chi[n_h(x)] \approx \sqrt{\frac{C}{2\pi Dx}}\,\mathrm{e}^{-\frac{C n_h^2}{2Dx}},$$

nous obtenons une distribution

$$f(n_h) = C + K\int_0^{n_h} \mathrm{e}^{-\frac{6}{2D}\int_0^{n_h}\sqrt{\frac{C}{2\pi Dx}}\,\mathrm{e}^{-\frac{C\nu_h^2}{2Dx}}\mathrm{d}\nu_h}\,\mathrm{d}\nu_h, \tag{17}$$

en mettant

$$b(x) = 2D = \text{const.}$$

La densité de probabilité est donc de la forme

$$f(n_h) = K\,\mathrm{e}^{-c}\,\mathrm{e}^{-\frac{k}{2Dx}n_h^2}. \tag{18}$$

c et k, constantes.

L'exposant représente une distribution gaussienne connue. Le moyen de la tension de bruit est donc de la forme

$$\bar{U}^2 = K\,\mathrm{e}^{\alpha\bar{V}^2}.$$

Mais puisque $\bar{V}^2$ est en première approximation, pour $R_d = R_d$, proportionnel à la tension d'exploration

$$\bar{V}^2 = 4kT\Delta f R_d + 2eI_d\Delta f F^2 R_d^2$$
$$= \bar{R}_d(4kT\Delta f + 2eU_d\Delta f F^2),$$

on trouve (*voir* [27], p. 370)

$$U^2 = K\,\mathrm{e}^{\alpha U}. \tag{19}$$

Il en résulte les valeurs élevées du bruit pour des explorations fortes d'un transistron.

L'augmentation exponentielle avec la tension d'exploration est donc typique pour toutes les

sources qui, comme dans le cas du transistron, contiennent une interaction de différentes sources de bruit. Nous pouvons comparer ce mécanisme avec l'interaction de deux faisceaux électroniques. A. van Haeff [38] a basé sur ce principe une nouvelle méthode d'amplification d'ondes centimétriques. En calculant le gain par l'interaction des deux faisceaux émanant de deux cathodes voisines, on arrive à une loi pour le rapport des puissances à une distance définie des cathodes :

$$\frac{N}{N_0} = C\,e^{2\gamma z}, \tag{20}$$

γ, constante de propagation;
z, coordonnée unilatérale, longueur d'interaction.

Il est évident que le rôle joué par la coordonnée z dans la formule (20) est équivalent au voltage

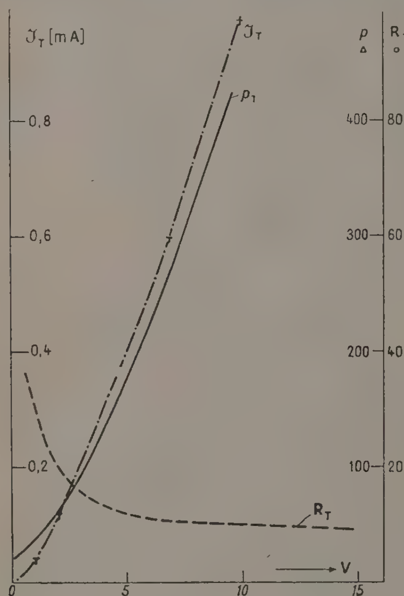


Fig. 12.

dans (19). La distribution normale du côté du collecteur due à l'exploration intervient exponentiellement dans l'intensité du bruit résultant. Comme dans le cas (20), le gain augmente exponentiellement avec l'intensité de l'interaction donnée par z.

Ces deux possibilités de créer un mécanisme d'amplification sont d'ailleurs à considérer dans l'explication pour le bruit très élevé de certaines parties de l'espace interstellaire.

Or, pour le transistron, il s'ensuit que c'est le bruit d'interaction qui explique le niveau extraordinairement élevé des facteurs de bruit même à des fréquences de l'ordre de 60 Mc/s où le bruit « Johnson » et « Flicker » ne devrait plus subsister.

Le résultat des mesures de bruit de la résistance d'interaction (entre aiguilles) de transistrons est donné dans l'exemple de la figure 12. Ici p monte plus rapidement encore que dans le cas du « non-transistron » (*fig.* 11). Pour avoir une appréciation de l'explication fournie par l'équation (19), nous voulons exprimer p par la formule connue

$$p = 1 + 20\,|\,I\,|\,R_T\,\overline{U^c}$$

où

$$U^c = F^2 \quad (cf.\ [25, 27]).$$

Puisque, d'après (19), la tension de bruit due à l'interaction suit la loi $Ke^{\alpha U}$, on peut remplacer le facteur F^2 par cette loi, comme on a déjà opéré pour le pilotage fort des détecteurs. Ainsi, on a

$$e^{\alpha t} = \frac{p-1}{20\,|\,I\,|\,R_i}$$

et

$$\alpha = \frac{\log(p-1) - \log 20\,|\,I\,|\,R_i}{0,43\,U}.$$

Un calcul de α pour différents points de la courbe (*fig.* 12) montre que α est pratiquement une constante :

U (volts).	p.	α.	
2	60	0,12	0,14 ± 0,04
3	100	0,18	
4	130	0,18	
5	180	0,15	
6	230	0,13	
7	280	0,10	
8	330	0,12	

Des résultats analogues ont été obtenus sur d'autres transistrons.

Appendice : Déduction de l'équation de Einstein-Fokker-Plank pour le système (4)

$$\frac{\partial n_h(x,t)}{\partial t} = -\frac{C}{x}\,n_h(x,t)$$

de forme scléronome. — Le procédé est regardé comme continuel et stochastique.

D'après (4), la variation de la densité des particules (électrons ou trous) avec le temps est proportionnel au nombre présent à l'endroit x au temps t. En d'autres termes, le membre de droite de (4) peut être considéré comme un membre de contrainte. Mais cette équation n'est satisfaite que dans les limites de la probabilité que l'on a de rencontrer une particule au temps t à l'endroit x, si les particules sont soumises à des chocs irréguliers (agitation thermique par exemple). La moyenne de l'amplitude des déviations irrégulières $\overline{a}$ est zéro, tandis que $\overline{a^2}$, la moyenne du carré, a une valeur définie. La loi de distribution $f(n_h)$ ou $f(x)$ donne, au temps t,

le nombre $f(x)\,dx$ des particules pour lesquelles ce paramètre a une valeur comprise entre x et $x+dx$.

Nous supposons d'abord une distribution stationnaire, c'est-à-dire que le nombre des particules $f(x)\,dx$ est égal au nombre $f(x)\,dx$, des particules se trouvant au moment $t+\tau$ (τ infiniment petit) dans l'intervalle $(x, x+dx)$. Si l'on considère en plus un amortissement (par exemple frottement), qui diminue le paramètre d'une quantité $g(x)$, on peut établir une diminution $g(x).\tau$ de toutes les particules pendant le temps τ. $g(x)$ peut être de forme arbitraire.

D'un autre côté, les particules subissent une augmentation des paramètres ξ due à l'agitation thermique, au rayonnement, à une différence de potentiel, etc. ξ qui peut être positive ou négative et dont on ne connaît que la moyenne arithmétique $\bar{\xi}$ ou $\bar{\xi}^2$ peut dépendre encore du mouvement, c'est-à-dire si le mouvement d'une particule est caractérisé par le paramètre x, la probabilité $\Phi(\xi)\,d\xi$ d'une augmentation de x entre ξ et $\xi+d\xi$ dans l'intervalle τ dépend de la valeur ultérieure x.

La forme exacte de $\Phi(\xi)$ reste inconnue. On connaît seulement

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(\xi)\,d\xi=1,\qquad \int_{-\infty}^{+\infty}\xi\,\Phi(\xi)\,d\xi=\bar{\xi},$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\xi^2\,\Phi(\xi)\,d\xi=\bar{\xi}^2.$$

H. A. Lorentz [39] a montré que l'équation pour la probabilité $f(x)$ est de la forme

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[-f(x)\,g(x)\tau-f(x)\bar{\xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\{f(x)\bar{\xi}^2\}\right]=0. \tag{21}$$

Celle-ci exprime que la distribution donnée par $f(x)$ est stationnaire.

Le nombre des particules dans chaque intervalle $(x, x+dx)$ reste constant.

Si l'on fait l'intégration, on a une équation qui exprime que la quantité des particules différentes de x dans un sens ou dans l'autre est constante ou, dans ce cas spécial, égal à zéro.

On trouve l'équation (21) dans la théorie de diffusion par un procédé plus général en faisant usage de la loi de multiplication de probabilités. La densité de probabilité de la somme $x=x'+\xi$, dont les probabilités singulières sont indépendantes, peut être représenté par

$$w(x, t+\tau)=\int_{-\infty}^{+\infty}w(x', t)\,v(x', \xi)\,d\xi \tag{22}$$

(*voir* [40, 41]).

Dans notre cas :

$$w(x, t+\tau)=\int_{-\infty}^{+\infty}w[x-\xi+g(x)\tau, t]\times v[x-\xi+g(x)\tau, \xi]\,d\xi, \tag{23}$$

$g(x)\tau$, fonction de perte de mouvement par frottement;

ξ, augmentation de x pendant l'intervalle τ (forces extérieures).

Un développement en série de Taylor de la fonction $F[x-\xi+g(x)\tau, t, \xi]$ d'après les petites grandeurs $\xi+g(x)\tau$ donne

$$\begin{aligned}F[x-\xi+g(x)\tau, \xi, t]&=F(x, \xi, t)-[\xi+g(x)\tau]\frac{\partial F}{\partial x}\\&+\frac{[\xi-g(x)\tau]^2}{2!}\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}-\ldots,\end{aligned} \tag{24}$$

donc

$$\begin{aligned}w(x, t)+\frac{\partial w(x, t)}{\partial t}\tau&=\int_{-\infty}^{+\infty}w(x, t)\,v(x, \xi)\,d\xi\\&-\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\partial[w(x, t)\,v(x, \xi)]\,\xi\,d\xi}{\partial x}\\&-\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\partial[w(x, t)\,v(x, \xi)]\,g(x)\tau\,d\xi}{\partial x}\\&+\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\partial^2[w(x, t)\,v(x, \xi)]\xi^2\,d\xi}{\partial x^2}\\&+\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\partial^2[w(x, t)\,v(x, \xi)]\,g(x)\tau\xi\,d\xi}{\partial x^2}\\&+\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\partial^2[w(x, t)\,v(x, \xi)]\,g^2(x)\tau^2\,d\xi}{\partial x^2}\end{aligned} \tag{25}$$

En négligeant les intégrales du deuxième ordre, on arrive à

$$\begin{aligned}w(x, t)+\frac{\partial w(x, t)}{\partial t}\tau&=w(x, t)-\frac{\partial\left[w(x, t)\int_{-\infty}^{+\infty}v(x, \xi)\xi\,d\xi\right]}{\partial x}\\&-\frac{\partial\left[w(x, t)\int_{-\infty}^{+\infty}v(x, \xi)\,d\xi\,g(x)\tau\right]}{\partial x}\\&+\frac{1}{2}\frac{\partial^2\left[w(x, t)\int_{-\infty}^{+\infty}v(x, \xi)\xi^2\,d\xi\right]}{\partial x^2}.\end{aligned}$$

Et puisque

$$\left.\begin{aligned}&\int_{-\infty}^{+\infty}v(x, \xi)\,d\xi=1,\\&\int_{-\infty}^{+\infty}v(x, \xi)\xi\,d\xi=\bar{\xi},\\&\int_{-\infty}^{+\infty}v(x, \xi)\xi^2\,d\xi=\bar{\xi}^2,\end{aligned}\right\} \tag{26}$$

on en tire

$$\tau \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left\{- w(x, t)\, g(x)\tau - w(x, \tau)\,\bar{\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left[w(x, t)\overline{\xi^2}\right]\right\},$$

ce qui est identique à (21).

Dans le cas unidimensionnel, on peut en déduire toutes les équations de Einstein-Fokker-Plank connues dans la littérature. Pour le cas stationnaire, on a

$$w(x, t) = w(x)$$

et, en négligeant le frottement $g(x)\tau$, on arrive à une équation

$$\frac{\partial}{\partial x}\left\{- w(x)\bar{\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left[w(x), \overline{\xi^2}\right]\right\} = 0. \qquad (27)$$

L'équation (27) est identique à (6). $\bar{\xi}$ correspond à $\bar{\chi}(x)$ et $\overline{\xi^2}$ à $b(x)$. Le premier donne la moyenne arithmétique des déviations (membre de contrainte). $\overline{\xi^2}$ est l'intensité de dispersion.

Résumé. — Dans la première section de ce travail, j'ai décrit en bref l'état actuel de la question du transistron et son historique. Dans la deuxième partie, j'ai introduit les grandeurs essentielles de définition d'un transistron. J'ai trouvé des expressions de grandeurs mesurables qui définissent d'une manière précise le comportement d'un transistron vis-à-vis de conditions extérieures données, par exemple la stabilité court-circuit, la pente en puissance et le facteur d'interaction. Ce facteur γ joue un rôle important dans nos calculs suivants. Il apparaît comme grandeur essentielle dans les explications du prochain chapitre sur le courant d'interaction et les états de surface.

J'ai fait des mesures de capacité tout le long de caractéristiques de transistrons à très haute fréquence et j'ai trouvé que la densité de centres d'impuretés apparente est plus élevée dans le cas d'une forte interaction entre les couches d'arrêt. Ceci cadre avec les déductions faites par Bardeen et Brattain sur les états de surface.

Je peux montrer que mon facteur d'interaction est en rapport simple avec la fraction du courant de l'émetteur porté par des trous et introduit par Shockley pour le calcul de transistrons filamentaires.

Dans le chapitre 4, je développe sur ces bases un schéma substitutif pour le transistron qui permet un calcul de la tension de bruit résultante à la sortie. Je donne en bref le principe de mon calcul qui a été déjà publié.

Je montre ainsi que le bruit élevé d'un transistron peut être représenté par une formule semi-empirique en introduisant les températures de bruit mesurées respectives.

Dans le prochain chapitre 5, le mécanisme physique qui est la cause de ce bruit élevé est discuté. Je calcule ici le bruit dû à l'interaction de deux couches d'arrêt, ce qui, d'après mon avis, est le mécanisme le plus important qui diffère le cas du transistron de celui du détecteur. Ce mécanisme explique ce que Montgomery appelle « le bruit mal compris des transistrons ».

Le calcul est basé sur les données suivantes : l'équation de diffusion atomique valable pour le courant de défaut d'électrons par exemple émanant de l'émetteur, décrit les conditions de système pour l'établissement d'une équation pour la densité de probabilité en cas de déviations statistiques.

Comme membre de contrainte, j'introduis maintenant la répartition gaussienne qui décrit les déviations statistiques dans la couche d'arrêt du côté du collecteur. La solution est de la forme

$$\overline{U^2} = K\, e^{\alpha V}$$

pour le carré moyen de la tension de bruit. K et α étant des constantes, tandis que V est l'exploration en voltage. En introduisant cette loi dans l'expression pour le facteur de bruit de la résistance d'interaction, on peut calculer α pour les différents points de travail. Il s'est montré que ces valeurs sont constantes dans le cadre de l'exactitude de mesure, confirmant ainsi la loi déduite.

Dans un appendice, j'ai décrit les processus mathématiques de la déduction des équations pour la densité de probabilité de systèmes scléronomes en cas de déviations statistiques, appelées équations d'Einstein-Fokker-Plank.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur Y. Rocard, qui a bien voulu s'intéresser à mon travail.

Je remercie également M. Dugas qui a eu l'amabilité de revoir et corriger mon manuscrit.

Avec MM. C. Dugas et P. Aigrain, j'ai eu, en outre, un nombre de discussions très fructueuses.

Je remercie aussi la Compagnie Westinghouse, Paris, et spécialement M. A. Engel. Certaines parties de ces recherches ainsi que des mesures ont pu être exécutées dans le laboratoire de cette Société ([2]).

([2]) Extrait d'une *Thèse de Doctorat d'État*, mai 1951.

Manuscrit reçu le 18 janvier 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Bardeen J. et Brattain W. H. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 230.

[2] Brattain W. H. et Bardeen J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 231.

[3] SHOCKLEY W. et PEARSON G. L. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 232.
[4] BARDEEN J. et BRATTAIN W. H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1208.
[5] WELKER et MATARÉ. — Demande de brevet français Nouveau système cristallin à plusieurs électrodes réalisant les effets de relais électroniques, 13 août 1948.
[6] MATARÉ H. F. — Der Halbleiterverstärker (Transistor) *Das Elektron in Wissenschaft und Technik*, 1949, **3**, 7.
[7] Addition n° 38.744 du 3 juillet 1930 au brevet français n° 649.432 du 28 janvier 1928.
[8] Brevets n° 786.454 du 1er mars 1935 et n° 868.372 du 5 octobre 1942.
[9] HILSCH R. et POHL R. W. — *Z. Physik*, 1938, **111**, 399; *Göttinger Nachr. Jahresbericht über das Geschäftsjahr*, 1933-1934, 49.
[10] DUNLAP W. C. et HENNELY E. F. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 976.
[11] BARDEEN J. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 717.
[12] BENZER S. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 150.
[13] AIGRIN P. — Contribution à l'étude des phénomènes de redressement et de transistance dans le germanium. *Thèse pour le doctorat d'état*, École Normale Supérieure, 1950.
[14] DUGAS C. — Contribution à l'étude de quelques propriétés physiques du germanium. *Thèse pour le doctorat d'état*, École Normale Supérieure, 1950.
[15] AIGRIN P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 62 et 1950, **230**, 194.
[16] AIGRIN P. et DUGAS G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1277.
[17] AIGRIN P. et DUGAS C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 377.
[18] SHOCKLEY W., PEARSON et HAYNES. — *Bell. Syst. Techn. J.*, 1949, **28**.
[19] MATARÉ H. F. — Eingangs- und Ausgangswiderstand von Mischdioden. *E. N. T.*, 1943, **20**, 48.
[20] MATARÉ H. F. — Kurven konstanter Konversionsverstärkung in Richtkennlinienfeldern. *E. N. T.*, 1943, **20**, 144.
[21] MATARÉ H. F. — *Z. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik.*, 1944, **62**, 165.
[22] MATARÉ H. F. — Die Diode als Mischorgan im Hyperfrequenzgebiet. *Das Elektron*, 1950, **4**, n° 2.
[23] MAYERHOF W. E. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 727.
[24] SMITH A. H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 953.
[25] MATARÉ H. F. — *Onde Électrique*, novembre 1950.
[26] MATARÉ H. F. — *Bull. Soc. franç. Électr.*, 1950, **10**, 387.
[27] MATARÉ H. F. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 364.
[28] MATARÉ H. F. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 130.
[29] VAN DER ZIEL A. — *Physica*, 1950, **16**, 359.
[30] MC FARLANE G. G. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 366-374.
[31] RICHARDSON J. M. — *Bell Syst. Techn. J.*, 1950, **29**, 117.
[32] BERSTEIN I. — *J. Phys.* (Russe), 1941, **4**, nos 1-2.
[33] SEITZ F. — The Modern Theory of Solids, Mc Graw-Hill Book Cy, Inc. New-York, 1940, p. 494 ff.
[34] KHINTCHINE A. — *Fundam. Mathemat.*, 1924, **6**, 9.
[35] KOLMOGOROFF A. — Asymptotische Gesetze der Wahrscheinlichkeitsrechnung, Springer Verlag, Berlin, 1933 p. 24 ff.
[36] PONTRJAGIN L., ANDRONOFF A. et WITT A. — *Z. Phys. Soviet Union*, janvier 1934.
[37] HERRING C. — *Bell Syst. Techn. J.*, 1949, **28**, 335-489.
[38] VAN HAEFF A. — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1949, **37**, 4.
[39] LORENTZ H. A. — Les théories statistiques en Thermodynamique. *Conférences faites au collège de France*, 1912, Réd. Berlin-Leipzig, 1916; Teubner, 1918.
[40] ZERNIKE. — *Handbuch der Physik.*, **111**, Springer, Berlin, 1928.
[41] USPENSKY L. V. — Introduction to Mathematical Probability, Mc Graw-Hill Book Cy, 1937; p. 268.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 7. TOME 13, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952, PAGE 127 A.

UN MONTAGE POUR L'AMPLIFICATION DES COURANTS PHOTOÉLECTRIQUES FAIBLES

Par PIERRE DUMONTET.

Laboratoire de physique théorique, Faculté des Sciences d'Alger.

Sommaire. — On indique un montage qui peut être utile dans l'amplification des courants photoélectriques faibles. Il repose sur l'emploi d'une lampe électromètre double dont on module les courants par application d'une tension en créneaux sur la grille d'extraction.

Pour amplifier des courants photoélectriques faibles, on utilise fréquemment des lampes électromètres. Le grand isolement de la grille de commande permet d'utiliser des résistances d'entrée très importantes. Les montages classiques relèvent des procédés d'amplification dits « en courant continu ». Les fortes amplifications du courant de sortie de la lampe électromètre sont rendues difficiles par suite de la nécessité d'utiliser des piles de liaison ou de compensation entre les divers étages qui suivent la lampe électromètre. De plus, on observe des dérives dues soit à la lampe elle-même, soit aux piles de liaison. Les dérives dues à la lampe électromètre elle-même sont fortement atténuées par l'emploi d'une lampe double montée en pont. Je me propose de décrire ici un montage qui rend l'amplification facile et qui repose sur la modulation du courant de la lampe électromètre.

1. **Principe.** — J'ai utilisé une lampe électromètre double, symétrique, du type E_2 (Mazda). Elle possède une grille d'extraction (G_e) qui commande le courant des deux parties de la lampe et deux grilles de commande (G_S) et (G_C). J'appelle G_s la grille à fort isolement, à laquelle on applique le signal et G_c la grille de compensation que l'on maintient à tension fixe.

La figure 1 fournit la caractéristique de la grille d'extraction G_e pour un ensemble particulier des valeurs des tensions plaques V_p et de la tension des grilles de commande. Le point de fonctionnement en continu peut correspondre à une tension V

de la grille d'extraction égale à + 6 V : Si, au lieu d'appliquer une tension constante de 6 V, on applique une tension périodique en forme de créneaux passant alternativement de l'une à l'autre des valeurs — 10 V et + 6 V, on obtient successivement soit le blocage complet du tube, soit son fonctionnement normal. Le signal de sortie de la lampe électromètre est alors périodique et peut être commodément amplifié dans un amplificateur accordé.

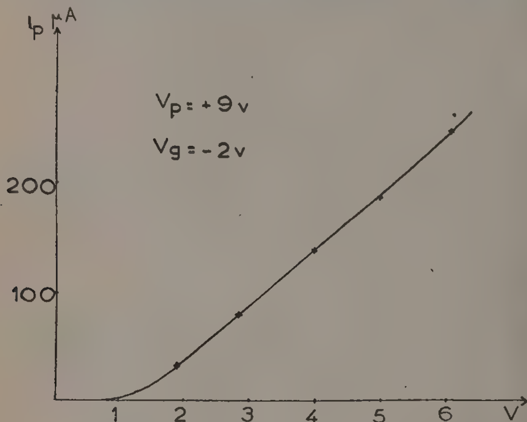


Fig. 1.

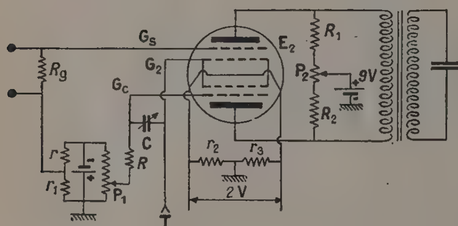


Fig. 2.

$r = 6\,000\ \Omega$, $P_1 = 10\,000\ \Omega$,
$r_1 = 4\,000\ \Omega$, $P_2 = 200\ \Omega$,
$r_2 = r_3 = 100\ \Omega$, $R_1 = R_2 = 5\,000\ \Omega$;
C = de 0 à 1 000 cm;
T = Tension en créneaux.
Sur cette figure, *lire* G_c, *au lieu de* G_2.

2. **Montage.** — La figure 2 représente l'essentiel du montage utilisé. Celui-ci découle directement de la transposition évidente du montage en pont classique. La tension de modulation en créneaux (fréquence : 5 000 c/s) est appliquée en T.

Les circuits de la lampe doivent être équilibrés de façon à annuler la composante fondamentale de la différence de potentiel entre les deux plaques en l'absence de signal. C'est cet équilibrage qui constitue le point le plus délicat. Il est principalement effectué en agissant sur les polarisations des grilles de commande et sur le rapport des résistances des circuits plaques. D'autre part, l'utilisation d'une résistance d'entrée R_g de grande valeur, donne de l'importance à l'effet de la capacité existant entre G_c et G_s; pour annuler cet effet, il est nécessaire d'introduire entre G_c et G_c une capacité C réglable et aussi d'intercaler sur la connection de G_c une résistance R. Pour $R_g = 10^9\ \Omega$, j'ai utilisé $R = 10\,000\ \Omega$ et, pour C, j'avais pris un condensateur variable entre 0 et 1000 cm.

Finalement, l'équilibrage se fait alors en agissant :

sur le potentiomètre P_1 fixant la polarisation de G_c;

sur le potentiomètre P_2 réglant le rapport des résistances de charges des circuits plaques;

sur le condensateur variable C.

La liaison entre la lampe électromètre et l'amplificateur se fait par un transformateur accordé sur la fréquence de 5 000 c/s. Cet amplificateur est terminé par un étage de détection.

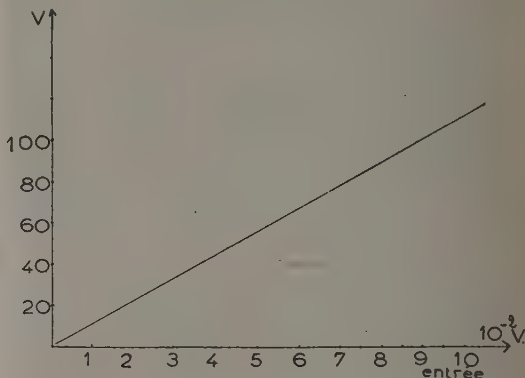


Fig. 3.

3. **Résultats.** — L'équilibrage que j'ai réalisé permettait de déceler 10^{-3} V sur la grille G_s. Cela suffisait aux applications que j'avais en vue. On pourrait améliorer ce résultat. La dérive du montage correspondait à une variation de 1 mV sur G_s en 10 mn.

L'amplification était telle que pour 10^{-2} V appliqué à l'entrée, on observait à la sortie une tension continue de l'ordre de 10 V (*fig.* 3).

4. **Conclusion.** — Naturellement, ce montage ne donne pas une sensibilité supérieure aux montages en courant continu. Il a sur eux l'avantage d'une grande robustesse; la commodité d'amplification élimine l'emploi d'un galvanomètre et permet l'utilisation d'appareils de lecture à pivot, robustes et peu sensibles. Il a la plupart des avantages de l'amplification en régime alternatif ; la suppression des batteries de liaison élimine des causes de dérive et confère de la stabilité.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique théorique de la Faculté des Sciences d'Alger.

Je remercie M. le Professeur Blanc-Lapierre des conseils qu'il a bien voulu me donner.

Manuscrit reçu le 30 avril 1952.

MÉTALLISATION UNIFORME DE SURFACES PAR ÉVAPORATION THERMIQUE A PARTIR D'UNE SEULE OU PLUSIEURS SOURCES ÉMISSIVES

Par P. PRUGNE et P. LÉGER,
Commissariat à l'Énergie atomique, Service de Physique nucléaire.
Laboratoires du Fort de Châtillon, Fontenay-aux-Roses.

Sommaire. — Description d'une méthode qui réalise la ligne circulaire émissive théorique par rotation de la cible, alors que la source reste fixe et ponctuelle.

1. Méthode classique. — La métallisation est obtenue par évaporation thermique du métal sous vide. Des cavaliers du métal à évaporer sont placés

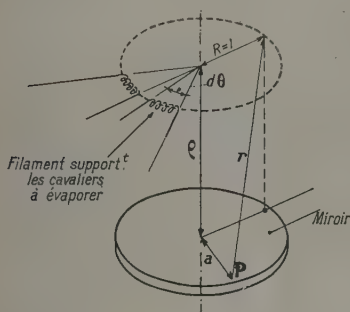


Fig. 1.

sur des filaments de tungstène répartis sur une circonférence de rayon R égal à 1 (unité arbitraire). Cette circonférence (*fig.* 1) est à une distance ρ de la surface à recouvrir. L'épaisseur du film en P est donnée par

$$T_\rho = \frac{M\rho}{4\pi\,\delta N}\sum_1^N \frac{1}{r_i^3}, \qquad (1)$$

M, masse totale évaporée;
r, distance de P au filament i;
N, nombre de filaments;
δ, densité du métal à évaporer.

E. M. Thorndike a fait le calcul de cette épaisseur en considérant une source circulaire émissive au lieu de N filaments.

Dans ce cas, l'épaisseur est donnée par

$$T_\rho = \frac{M\rho}{8\pi^2\delta}\int_0^{2\pi}\frac{d\theta}{r^3}, \qquad (2)$$

$$\int_0^{2\pi}\frac{d\theta}{r^3} = \int_0^{2\pi}\frac{d\theta}{(1+a^2+\rho^2-2a\cos\theta)^{\frac{3}{2}}}.$$

Les valeurs de cette intégrale pour

$$0 < a \leqq 3 \qquad \text{et} \qquad 0{,}5 < \rho < 4.$$

sont données dans *Modern Physical Laboratory Practice* (¹).

L'on constate que pour a compris entre 0 et 1 et $\rho = 1$, l'épaisseur varie de 1/100ᵉ au maximum.

Pour réaliser cette source circulaire, J. Strong propose une répartition uniforme de filaments émetteurs sur une circonférence de rayon R = ρ.

2. Méthode utilisée. — La *réalisation de cette couronne est relativement délicate d'autant plus que la répartition des masses à évaporer doit être bien*

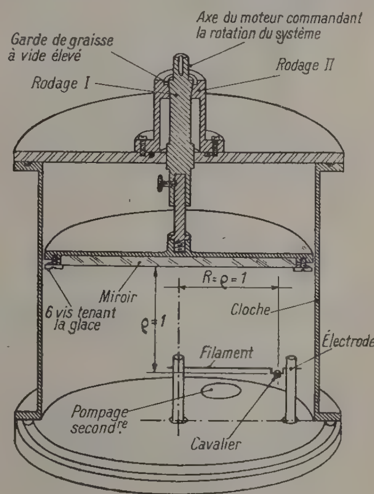


Fig. 2.

uniforme si l'on désire une variation de 1/100ᵉ au maximum de l'épaisseur du film métallique.

Pour se rapprocher au maximum des conditions

(¹) Par J. Strong, édité par Blackie and Son Limited, London and Glasgow.

de calcul de la formule (2) et éviter, en plus, la réalisation de cette couronne, voici le dispositif que nous avons adopté.

Nous avons considéré qu'un observateur solidaire du miroir à recouvrir doit voir une source émissive circulaire. Nous avons alors réduit (*fig.* 2) la couronne à une source d'évaporation ponctuelle et fixe. Le miroir (circulaire et de rayon ρ) à recouvrir est suspendu horizontalement à une distance ρ du plan horizontal passant par la source. La distance de la source à l'axe du miroir est elle-même égale à ρ. Le miroir est animé d'un mouvement de rotation autour de son axe. De ce fait, l'observateur solidaire du miroir et qui est supposé n'avoir aucun point de référence autre que le miroir et la source ponctuelle verra une source circulaire. Le mouvement (*fig.* 2) est obtenu par rotation du rodage I dans le rodage II, le rodage I étant entraîné par un *moteur extérieur*. Le rodage II comporte une gorge torique dont le but est de garder une réserve de graisse à vide élevée sur les parties en contact des deux rodages.

Ainsi, dans notre installation, le miroir tourne à 50 t : mn et dans tous les cas le vide limite est atteint.

Quand l'épaisseur à obtenir est importante on peut disposer plusieurs sources ponctuelles, mais toutes à une distance ρ de l'axe du miroir.

Quantité de métal à évaporer pour obtenir une masse superficielle donnée. — δ étant la densité, l'épaisseur en un point est donnée par

$$T_p = \frac{M\rho}{8\pi^2\delta}\int_0^{2\pi}\frac{d\theta}{r^3}.$$

Comme nous faisons $\rho = 1$:

$$T_p = \frac{M}{8\pi^2\delta}\int_0^{2\pi}\frac{d\theta}{r^3},$$

soit en masse superficielle par ρ^2 :

$$T_p\delta = \frac{M}{8\pi^2}\int_0^{2\pi}\frac{d\theta}{r^3},$$

2,25 étant la valeur de l'intégrale pour $\rho = 1$ et $0 < a < 1$:

$$T_p\delta = \frac{M}{8\pi^2}\,2{,}25 = Ep : g : \rho^2.$$

En grammes par centimètre carré si $\rho = x$ cm, la densité superficielle sera donnée par

$$\frac{T_p\delta}{x^2} = e = \frac{2{,}25}{8\pi^2x^2}M.$$

La masse totale à évaporer pour obtenir cette masse superficielle sera

$$M = \frac{8\pi^2x^2e}{2{,}25}.$$

Les épaisseurs obtenues vérifient cette formule d'autant mieux que la source émissive est plus ponctuelle et que l'enceinte et le miroir sont très propres.

Ce procédé a été utilisé pour la préparation de glaces avant de chambre de Wilson [2] ayant 300 mm de diamètre, semi-transparentes et conductrices. Les trajectoires devant être photographiées à travers ces glaces, la couches conductrice doit avoir une transmission optique suffisante (50 pour 100, soit 8.10^{-7} g environ d'aluminium par centimètre carré) et être bien uniforme.

Ces travaux ont été effectués sous la direction de M. Berthelot, Chef du Service de Physique nucléaire.

[2] Chambre de Wilson auto-commandée construite par M. de Laboulaye, Service de Physique nucléaire du Commissariat à l'Énergie atomique.

Manuscrit reçu le 21 février 1952.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.
PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 13, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1952, PAGE 131 A.

LA RÉGULATION D'UN THERMOSTAT PAR ACTION CONTINUE

Par Y. DOUCET et P. CHAUCHEFOIN.
Faculté des Sciences de Dijon.

Sommaire — L'analyse des oscillations de température d'un régulateur à relai mécanique montre que chaque période se compose de quatre variations exponentielles assimilables, en première approximation, à des droites. Il est rappelé comment l'amplitude de ces oscillations peut être réduite et l'avantage d'une régulation continue constamment proportionnelle aux pertes de chaleur. Les variations sont du second ordre au lieu d'être du premier ordre par la régulation « tout ou rien ».

Le montage décrit utilise un « thermistor » comme thermomètre à résistance. Celui-ci commande le déphasage de la tension-grille d'un thyratron dans le circuit-plaque duquel se trouve la résistance régulatrice. La mise sur le marché de thermistors réfractaires permet l'utilisation du même schéma pour la régulation d'un four électrique.

Le problème de la régulation de la température d'un thermostat, d'un cryostat, d'un bain-marie, d'une étuve, d'un four, se pose dans tous les laboratoires. Les procédés industriels classiques fonctionnent généralement par « tout ou rien » : un organe sensible à la température actionne un relai qui déclenche ou enclenche le dispositif de chauffage. Ce dernier agit par conductibilité et rayonnement ou seulement par rayonnement. De toute façon, soit P W la puissance reçue par l'enceinte thermostatique, elle en perd une partie par rayonnement. Admettons, d'après Newton, qu'on puisse l'écrire $E(T - T_a)$ en désignant par E un coefficient d'échange global, par T_a et T la température ambiante et celle de l'enceinte. Si MC est la capacité calorifique totale, exprimée en joules, l'équation calorimétrique est

$$P\,\mathrm{d}t - E(T - T_a)\,\mathrm{d}t = MC\,\mathrm{d}T,$$

ou, en désignant par τ la quantité $\frac{MC}{E}$ homogène à un temps,

$$T = T_a + \frac{P}{E}\left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)\right].$$

C'est le premier stade du fonctionnement. La température monterait exponentiellement jusqu'à la valeur limite $T_a + \frac{P}{E}$. Mais, dès qu'elle arrive à une certaine valeur, le relai agit et coupe le courant. Soit T_1 cette température.

Cependant, si l'organe chauffant est, par exemple, une résistance de capacité calorifique mc, elle continue à fournir de la chaleur. Soit T' sa température et E' son coefficient d'échange. Elle se refroidit suivant la loi

$$E'(T' - T)\,\mathrm{d}t = -\,mc\,\mathrm{d}T'$$

D'autre part, l'enceinte reçoit l'énergie calorifique $E'(T' - T)\,\mathrm{d}t$ et sa température T est donnée par

$$E'(T' - T)\,\mathrm{d}t - E(T - T_a)\,\mathrm{d}t = MC\,\mathrm{d}T,$$

ce qui conduit à l'équation du second ordre

$$\tau\tau'\ddot{T} + [\tau(\gamma + 1) + \tau']\dot{T} + T = T_a,$$

en posant

$$\tau' = \frac{mc}{E'} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{mc}{MC}.$$

Au temps $t = 0$ de ce deuxième stade, la température de l'enceinte est $T = T_1$ et celle de la résistance

$$T' = T_2 - T_a + \frac{P}{E'},$$

il vient alors, en tenant compte de ce que τ' est toujours petit devant τ,

$$T = T_a - (T_f - T_1)\exp\left(-\frac{\gamma + 1}{\tau'}t\right) + (T_f - T_a)\exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right)$$

en posant

$$T_f = \frac{T_1 + \gamma T_2}{\gamma + 1}.$$

C'est d'abord la première exponentielle qui impose le sens de variation. Il reste

$$T = T_f - (T_f - T_1)\exp\left(-\frac{\gamma + 1}{\tau'}t\right) \qquad (2)$$

qui est une fonction croissante tendant vers la limite T_f. Ainsi, la température monte encore après rupture du courant jusqu'à la valeur T_f définie ci-dessus et qui peut s'écrire

$$T_f = T_1 + \frac{P\tau'}{MC}.$$

Puis commence le troisième stade. En prenant comme nouvelle origine des temps celle où $T = T_f$, c'est

$$T = T_a + (T_f - T_a)\exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right). \qquad (3)$$

Là commence la période de refroidissement. La température repasse par la valeur T_1, mais le courant n'est pas rétabli à cause de l'inertie des contacts et de la capacité calorifique du thermomètre régulateur. C'est à T'_1 plus petit que T_1 que le courant passe à nouveau dans la résistance chauffante. L'écart $T_1 - T'_1$ est ce que les industriels appellent la « fourchette » du régulateur. Dans ce quatrième stade, la puissance calorifique P sert d'abord à élever la température T' de l'organe chauffant qui dissipe dans l'enceinte la puissance $E'(T' - T)$. On a donc

$$P\,\mathrm{d}t - E'(T' - T)\,\mathrm{d}t = mc\,\mathrm{d}T',$$

avec

$$E'(T' - T)\,\mathrm{d}t - E(T - T_a)\,\mathrm{d}t = MC\,\mathrm{d}T.$$

L'équation différentielle régissant la variation de T ne diffère de celle du deuxième stade que par le second membre

$$\tau\tau'\ddot{T} + [\tau' + (\gamma + 1)\tau]\dot{T} + T = \frac{P}{E} + T_a.$$

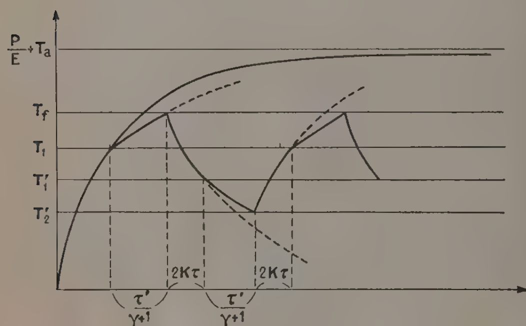


Fig. 1.

Avec les mêmes approximations, sa solution est

$$T = T_a + \frac{P}{E} + \left(T_i - T_a - \frac{P}{E}\right)\exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right) + (T'_1 - T_i)\exp\left(-\frac{\gamma + 1}{\tau'}t\right),$$

avec

$$T_i = T'_1 - \frac{\tau'}{\tau}(T'_1 - T_a).$$

C'est la deuxième exponentielle qui est prédominante. Il y a refroidissement suivant la loi

$$T = T'_1 - (T'_1 - T_i)\left[1 - \exp\left(\frac{-(\gamma + 1)}{\tau'}t\right)\right] \quad (4)$$

et la plus basse température atteinte est sensiblement T_i définie ci-dessus.

A partir de cette valeur, la première exponentielle recommence le cycle des opérations par le réchauffement

$$T = T_i + \left(T_a + \frac{P}{E} - T_i\right)\left[1 - \exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right)\right], \quad (1)$$

expression qui tend vers $T_a + \frac{P}{E}$ comme au premier stade.

En résumé, lorsque T_1 et T'_1 sont les températures où fonctionne le relai, à la montée et à la descente, la température de l'enceinte thermostatique varie de T_i à T_f. L'écart vaut sensiblement

$$T_1 - T'_1 + \frac{\tau'}{\tau}\left(\frac{P}{E} + T'_1\right).$$

La discussion de ces formules conduit à des conclusions évidentes. En particulier, faire $mc = 0$, c'est supprimer les deuxième et quatrième stades et réduire l'amplitude de l'oscillation à la « fourchette » du régulateur. On sait qu'un tel résultat s'obtient par l'emploi d'une lampe infrarouge placée à l'extérieur du bain-marie. Une autre méthode consiste à se placer au voisinage de la limite de l'exponentielle (1) par l'usage d'une résistance chauffante continuellement en circuit, qui compense presque les pertes et à faire l'appoint par une petite résistance de faible capacité calorifique et de grand pouvoir rayonnant, seule dans le circuit du relai (par exemple, lampe à filament de carbone).

Différents artifices propres à chaque système et des « compensateurs d'inertie » permettent de diminuer l'écart $T_1 - T'_1$. *Voir*, par exemple, la thèse de Mme Mouradoff (Paris, 1949, p. 19).

De toute façon, par son principe même, le mécanisme de régulation par « tout ou rien » entretient en permanence un système d'oscillations de relaxation autour de la valeur moyenne désirée, même lorsque les conditions de chauffage et de déperdition de chaleur sont invariables.

Mais il existe un procédé bien préférable. Les équations (1) montrent que la température de l'enceinte tend vers une limite atteinte lorsqu'il y a équilibre entre les puissances calorifiques fournie et perdue par l'enceinte. Le problème revient donc à installer un servo-mécanisme tel que la température T commande la puissance P exactement nécessaire, définie par

$$T = T_a + \frac{P}{E}.$$

Si T_a et E sont constants (cas envisagé précédemment), P est bien déterminé et T est constant : il n'y a plus d'oscillations de température.

Cependant, une variation accidentelle d'un paramètre (ouverture de l'enceinte faisant varier E, changement de T_a) provoque une variation de puissance $\mathrm{d}P$, de façon que $\mathrm{d}T = 0$

$$\frac{\mathrm{d}P}{P} = \frac{\mathrm{d}E}{E} - \frac{\mathrm{d}T_a}{T - T_a}$$

et déclenche, par suite, des oscillations de relaxation du type précédent. Par exemple, une diminution de T_a provoque une diminution de T avec la constante de temps τ, ce qui produit un appel

de puissance avec un retard dû à l'inertie du régulateur d'abord, puis ensuite à la constante de temps de la résistance chauffante $\frac{\gamma + 1}{\tau'}$. La température reprend sa valeur d'équilibre et la dépasse à cause de la capacité calorifique de la résistance, d'où une diminution de puissance, etc. Les amplitudes de ces oscillations sont maintenant du second ordre par rapport à T. De plus, elles vont en décroissant; à la nouvelle température ambiante T_a correspond une nouvelle puissance d'équilibre pour la même température T de l'enceinte.

Pratiquement, ces variations sont difficilement décelables si E est petit avec τ grand et τ' nul (lampe infrarouge).

Principe du régulateur. — L'organe sensible est un « thermistor » constitué par une perle minuscule à l'extrémité d'un tube de verre. Sa résistance de 3 000 Ω à 0° tombe à 250 Ω à 100°. Il est placé dans une branche d'un pont de Wheatstone alimenté en alternatif à 50 p. Ce pont est équilibré à la température T désirée. Une variation dT provoque une tension de déséquilibre qui, amplifiée, est appliquée à la grille n° 1 d'une lampe mélangeuse. La grille n° 2 reçoit une tension de phase convenable. La résultante fait varier la phase de la tension de blocage de la grille d'un thyratron et, par suite, l'intensité moyenne de son circuit-plaque dans lequel se trouve la résistance totale de chauffage ou une résistance d'appoint.

Le schéma se compose donc de quatre parties : le pont thermométrique, l'amplificateur-mélangeur, le pont de déphasage, le thyratron et le circuit de chauffage.

De nombreux auteurs ont appliqué ce principe d'une façon plus ou moins heureuse. Le montage le plus perfectionné est celui de R. Aumont (*Rev. gén. Electr.*, avril 1950, p. 175). On trouvera dans cet article une bibliographie à laquelle on peut ajouter : H. A. Vodden (*J. Soc. Chem. Ind.*, 1950, 69, 51). Celui décrit ci-dessous est une version simplifiée du montage de Aumont, plus particulièrement adapté à l'usage d'un thermistor dont le coefficient de température est dix fois plus grand que celui d'une résistance de platine.

Pont thermométrique. — Soit P, Q, X, trois résistances non selfiques et R le thermistor. L'impédance de la diagonale CD est très grande. Une variation dR entraîne une variation dV de la d. d. p. entre C et D égale à :

$$dV = \frac{EP}{(Q+R)(P+X)} dR .$$

Le maximum de sensibilité $\frac{dV}{dR}$ s'obtient pour $P = X$, ce qui amène $Q = R$ et

$$dV = \frac{E}{4} \frac{dR}{R}.$$

La valeur de E est limitée par la tension maximum que peut supporter le thermistor et dépend du type retenu. La variation exponentielle de R donne, B étant une constante

$$dV = -\frac{E}{4} \frac{B}{T^2} dT.$$

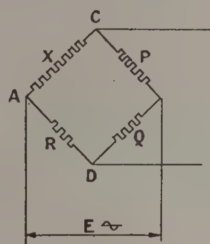


Fig. 2.

Par exemple, avec

$$E = 2,5 \text{ V}, \qquad B = 2\,000, \qquad T = 325°\text{K}$$

un dT de 10^{-3} degré donne 13 μV.

Amplificateur-mélangeur. — Avec une telle sensibilité, un amplificateur important n'est pas nécessaire. Une 6J7 suffit. Son montage est classique, à part les capacités de liaison qui doivent être prévues pour du courant à 50 p seulement. Cependant, des valeurs trop élevées feraient apparaître des constantes de temps gênantes.

La tension amplifiée n'est pas directement appliquée à la grille du thyratron, mais à celle d'une heptode à deux grilles, (une 6 L 7, par exemple) dont l'autre grille reçoit la tension issue du pont de déphasage. D'après l'expérience de Aumont, la suppression de cette mélangeuse ne serait pas une simplification.

Pont de déphasage. — On sait que la tension négative de blocage V_g de la grille d'un thyratron varie sinusoïdalement comme la tension-plaque. Le tube ne débite qu'à partir du moment où la tension

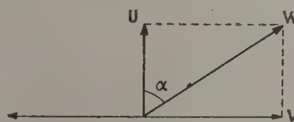


Fig. 3.

appliquée est légèrement supérieure à V_g. On fait varier cet instant en déphasant la tension-grille par rapport à la tension-plaque d'un angle φ. Il est facile de voir que le courant moyen débité est alors

$$I_{\text{moy}} = \frac{I_{\text{max}}}{\pi} (1 + \cos \varphi).$$

Il faut donc que la tension de déséquilibre V contrôle φ pour commander le courant dans la résistance chauffante. A cet effet, la seconde grille est portée au potentiel U déphasé de $\pm 90^{o}$ et c'est la résultante W qui agit sur la grille du thyratron. A l'équilibre $V = 0$, U est réglé à 90° de la tension-plaque. Alors $I_{moy} = \frac{I_{max}}{\pi}$. C'est le courant de chauffe qui produit l'équilibre thermique de l'enceinte. L'apparition de V fait tourner la résultante W de $\pm \alpha$. Comme $\varphi = \frac{\pi}{2} \pm \alpha$, L_{moy} augmente ou diminue suivant la grandeur et le sens du vecteur V.

Ces deux tensions U et V à fréquence 50 doivent être prises à la même source, afin que le déphasage initial se conserve. L'alimentation du pont de mesure est donc faite avec celle du pont déphaseur. Ce dernier, alimenté sous 2,5 V, présente une branche capacitive d'impédance 796 Ω. En négligeant l'angle de perte du condensateur et le courant dans la diagonale potentiométrique, on trouve que la tension aux bornes de cette diagonale vaut 1,25 V et est en quadrature avec la tension d'alimentation si le rhéostat est réglé sur 796 Ω.

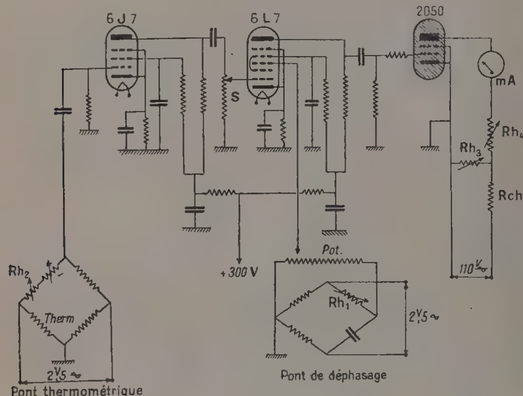


Fig. 4.

Circuit du thyratron. — Le schéma montre comment brancher une résistance régulatrice qui fournit un appoint au chauffage principal. Il suffit parfois que l'intensité régulatrice ne soit que le dixième du courant principal. On peut alors n'utiliser qu'un tube à gaz de puissance minime.

Montage et réglage. — Le montage est facile à réaliser. Une seule précaution évidente est à prendre : éviter toute induction du secteur par blindage, éloignement des conducteurs dangereux et découplages de grosses capacités. L'alimentation est faite sur châssis séparé, mais ce n'est peut-être pas indispensable si les transformateurs et la self sont orientés d'une façon convenable. Le filament du thyratron est chauffé à l'aide d'un transformateur distinct. La liaison par self-capacité entraîne la mise à la masse de la cathode. Il n'en est pas résulté d'inconvénients sérieux. Une induction de la résistance de chauffage sur la résistance thermométrique n'est pas à craindre, le thermistor ayant une self nulle.

Le réglage se fait en trois temps à l'aide d'un milliampèremètre dans le circuit-plaque final :

1° $V = 0$. Le potentiomètre de sensibilité S a son curseur mis à la masse. En agissant sur Rh_1, on règle l'intensité anodique à la moitié de sa valeur maximum, le vecteur U est alors en quadrature avec V_P. Puis, à l'aide du potentiomètre P, on porte la tension-grille à une valeur nettement supérieure à celle de blocage. Avec un tube 2050, une valeur de 12 V convient bien.

2° S est mis à son maximum, le bain est à la température désirée. Il faut équilibrer le pont thermométrique et revenir à $V = 0$, c'est-à-dire à un courant anodique moitié, en réglant Rh_2 et son vernier.

3° Enfin, la puissance de chauffage doit être celle d'équilibre. Comme le courant d'appoint du thyratron est réglé, c'est en agissant sur Rh_3 qu'on y parvient. Rh_4 permettra seulement quelques retouches. Si elles étaient trop importantes, elles entraîneraient un nouveau cycle de réglage.

Manuscrit reçu le 29 avril 1952.

FRANGES ÉLECTRONIQUES POSSÉDANT UN CENTRE DE SYMÉTRIE

Par E. PERNOUX.

Laboratoire d'optique électronique, Université de Lyon.

Sommaire. — Un nouveau type de franges a été observé sur les images au microscope électronique de cristaux minces (PbI_2, MoO_3). Les franges en question sont centrées sur un point du cristal et leur symétrie 4 ou 6 dépend de celle du cristal.

En associant convenablement l'image et la diffraction électroniques, on peut déterminer l'orientation de ces franges par rapport au réseau cristallin.

Dans une Note précédente, nous avons proposé de classer en trois groupes les franges qui apparaissent sur les cristaux minces pendant l'observation au microscope électronique [1]. Poursuivant cette étude, nous avons été amenés à étendre encore cette classification.

Les nouvelles figures observées, constituées par un ensemble de boucles ou pétales disposés symétriquement, présentent le caractère commun de naître, de se développer et de disparaître en un même point du cristal.

Nous les avons étudiées sur MoO_3 et PbI_2; dans les deux cas, elles apparaissent à la suite d'un bombardement électronique prolongé du cristal.

Avec l'iodure de plomb, les franges se présentent d'abord sous la forme d'une fleur à six pétales clairs, bordés extérieurement et à une certaine distance de six boucles sombres formant rosace (*fig.* 1). La fleur se fane, les pétales clairs se détachent, tandis qu'une étoile sombre à six branches se développe au centre (*fig.* 2) pour laisser ensuite place à un lacis de rubans sombres partant d'une étoile pour aboutir à l'autre (*fig.* 3). Quelquefois également, ces rubans se referment sur eux-mêmes en dessinant un nœud centré sur une étoile unique (*fig.* 4). Toutes ces formes sont caractérisées par la symétrie 6.

Si le bombardement électronique est prolongé, ces figures se désagrègent peu à peu en laissant simplement des taches confuses à la surface du cristal.

Le seul examen des images 1 à 4 conduit à penser que la symétrie de ces figures et leur orientation dépendent de la structure cristalline. La symétrie 6 rappelle évidemment le système hexagonal dans lequel l'iodure de plomb cristallise. Pourtant, les contours de ces cristaux sont tellement difformes qu'ils n'apportent aucun renseignement sur la maille cristalline et son orientation. Heureusement, la méthode que nous avons décrite précédemment [2] et qui consiste à superposer à l'image électronique d'un cristal son diagramme soigneusement orienté, permet de relier d'une façon certaine les particularités de l'image aux directions cristallographiques.

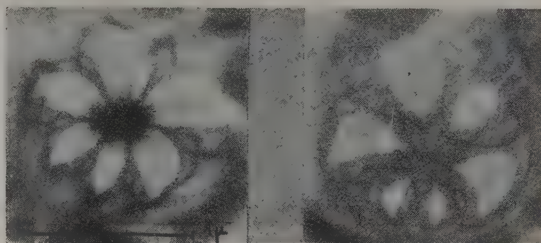


Fig. 1. Fig. 2.

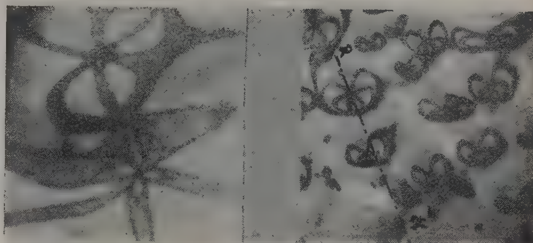


Fig. 3. Fig. 4.

Grossissement : × 25 000.

On constate ainsi (*fig.* 5) que les directions des pétales sont celles des lignes xx', parallèles aux arêtes du cristal hexagonal parfait, tandis que les branches d'étoiles sombres se développent suivant les directions yy'. Les plans xx' sont formés par les ions plomb, les plans yy' sont au contraire riches en iode.

En reprenant l'étude de MoO_3, nous avons eu la satisfaction de trouver également des franges à centre de symétrie moins bien dessinées mais en tout point analogues à celles que nous venons de décrire pour PbI_2. On retrouve les pétales clairs (*fig.* 6), les boucles sombres (*fig.* 7), les ramifications

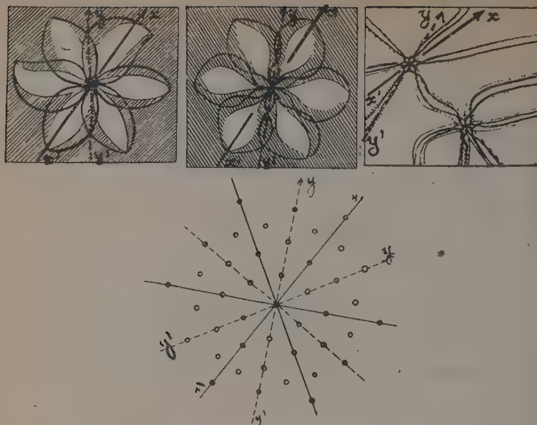


Fig. 5.

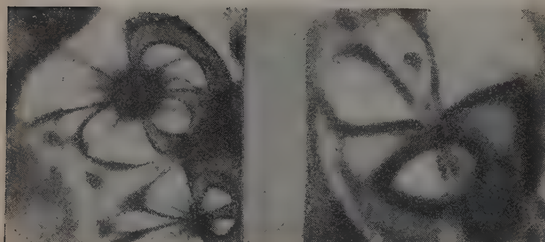


Fig. 6. Fig. 7.

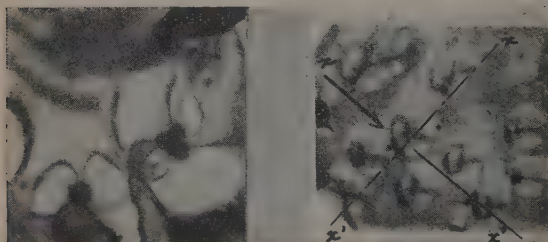


Fig. 8. Fig. 9.
Grossissement : × 25 000.

raccordant les centres de symétrie (*fig.* 8), les nœuds isolés (*fig.* 9), avec cette différence, toutefois, que la symétrie 4 remplace la symétrie 6, en accord avec les systèmes cristallins orthorhombiques pour MoO_3, hexagonaux pour PbI_2. La figure 10 schématise les images obtenues avec MoO_3. Nous avons pu repérer ces figures de diffraction par rapport au réseau : les pétales sont orientés suivant des lignes xx' parallèles aux troncatures du cristal (plans 1 0 1).

A la suite de ces nouvelles observations, nous proposons de compléter comme suit la classification des franges observées sur les cristaux transparents aux électrons :

1° franges stables, équidistantes, en liaison avec la géométrie du cristal (type MgO) [3];

2° franges très mobiles, larges et diffuses, sans

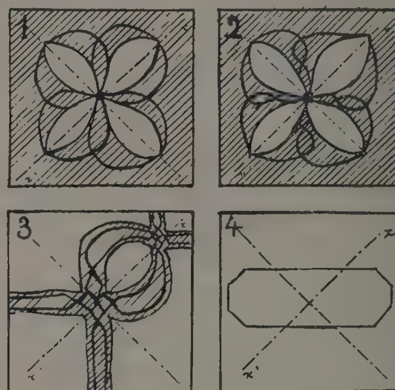


Fig. 10.

liaison directe avec la forme ou la maille du cristal (type MoO_3);

3° franges fixes mais fugaces, en arêtes de poisson, orientées suivant des plans cristallins précis (type MoO_3);

4° franges à centre de symétrie : elles sont fugaces mais liées à un point du cristal; leur symétrie est conditionnée par celle du réseau cristallin (type PbI_2).

Manuscrit reçu le 10 mai 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Bernard R. et Pernoux E. — *Optik*, 1952, **9**, 1.
[2] Bernard R. et Pernoux E. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 368.
[3] Heidenreich R. D. et Sturkey L. — *J. Appl. Phys.*, 1945, **16**, 97.

Le Gérant : Maurice Blondin. 142441 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 18 JANVIER 1952.

I. — Assemblée générale.

Présidence de M. P. Fleury.

Dès l'ouverture de la séance, il est procédé au scrutin pour l'élection de deux Membres honoraires, de huit Membres du Conseil et de trois Membres du Bureau. Le résultat des votes sera proclamé en fin de séance, après dépouillement par les scrutateurs : MM. Maréchal, Marandon et Poulard.

M. le Président communique les *informations* suivantes :

I. Comité national français de Physique. — Réorganisé l'an dernier, sous les auspices de l'Académie des Sciences, ce Comité a pour rôle de favoriser le développement de la Physique pure et appliquée, en maintenant et développant les relations nationales et internationales nécessaires, organisant des réunions de travail, etc.

Le Comité est constitué comme suit :

a. 18 *membres de l'Académie des Sciences :* MM. R. Barthélémy, J. Becquerel, L. de Broglie, M. de Broglie, J. Cabannes, E. Darmois, G. Darrieus, G. Dupouy, F. Joliot, A. de Gramont, C. Gutton, P. Lejay, L. Leprince-Ringuet, C. Mauguin, H. Parodi, A. Pérard, A. Portevin, G. Ribaud.

b. 18 *représentants du Centre National de la Recherche Scientifique :* MM. A. Arnulf, P. Auger, F. Canac, P. Chevenard, A. Foch, S. Gorodetsky, G. Goudet, Mme I. Joliot, MM. A. Kastler, J. Lecomte, R. Lucas, L. Néel, Parodi, Mlle Perret, MM. F. Perrin, Y. Rocard, A. Rousset, N.

c. 18 *délégués de Sociétés scientifiques et techniques :* Société de Physique (8), Société française des Électriciens (4), Société de Chimie Physique (2), Comité français de l'Éclairage (1), Société française de Microscopie (1), Comité français d'Optique (1), Société française des Radioélectriciens (1).

Le Conseil de la Société de Physique a désigné comme ses délégués : le Président de la Société, le Secrétaire général et le Trésorier de la Société, ainsi que Mlle Cauchois, MM. A. Berthelot, P. Fleury, J. P. Mathieu, A. Maréchal. En 1952, le Président, déjà membre à un autre titre, sera remplacé par le Vice-Président.

Le Président du Comité est M. Maurice de Broglie, le Secrétaire général, M. Jacquinot; la correspondance est à envoyer 3, boulevard Pasteur.

II. Union internationale de Physique. — Un compte rendu sommaire de sa dernière Assemblée générale a paru dans le *Journal de Physique* de novembre dernier. Ajoutons que les réunions annoncées ici même en janvier 1951, ont été tenues avec succès, à savoir :

Colloque sur le contraste de phase et par interférences, à Paris, en mai;

Colloque sur les ultrasons, à Bruxelles, en juin;

Colloque sur la Physique quantique, à Copenhague, en juillet;

Colloque sur les très basses températures, à Oxford, en août.

Nous espérons que, comme cela a été fait pour la plupart des Colloques antérieurs, l'un des participants voudra bien présenter à la Société un bref exposé de chaque réunion.

Sont prévus en 1952 :

A *Paris*, du 3 au 7 juin, un Colloque sur les *Changements de phase*, organisé par la Société de Chimie Physique (secrétaire : Professeur G. Emschwiller, 10, rue Vauquelin, Paris, 5e);

A *Milan*, vers le 10 juin, un Colloque sur les *Ondes courtes dans leurs relations avec l'Optique* (pour toutes informations, s'adresser à M. Maréchal, Institut d'Optique);

A *Amsterdam*, du 2 au 6 septembre, un Colloque sur la *Radioactivité* β et γ (secrétaire : Professeur J. de Boer, Institute for Theoretical Physics, Roetersstraat 1 A, Amsterdam);

A *Chicago*, du 29 septembre au 1er octobre, un Colloque sur la *Structure et propriétés des surfaces de solides* (secrétaire : C. S. Smith, Institute for the Study of Metals, Chicago 37 III).

En outre, le *Comité exécutif* de l'Union doit se réunir à Paris les 7 et 8 juin; sa Commission de *Thermodynamique* (membre français, M. Bauer), à Paris à la même époque; celle de *Physique des Solides* (membre français, M. Guinier), à Chicago; celle d'*Acoustique* (membre français, M. Canac), à une date et en un

lieu non encore fixés. Une Commission mixte pour la *Microscopie électronique* est en cours de constitution.

Ont paru récemment :

U. I. P. 3. — *Répertoire des Sociétés de Physique* (édition provisoire).

Atti del Convegno Internazionale di Ultracustica, Roma (1950). Éditeur : Nicola Zanichelli, Bologna.

Semi-conducting materials (Colloque de Reading, 1950). Éditeur : London, Butterworths Scientific Publications Ltd.

Proceedings of the International Conference on Spectrocopy at Radiofrequencies, Amsterdam, 1950. Éditeur : Nijoff, La Haye.

En préparation :

U. I. P. 4. — *L'Union Internationale de Physique. État au 1er novembre 1951. Procès-verbal de la 7e Assemblée générale.*

Colloque sur le Contraste de Phase (Paris, mai 1951). *Mémoires et discussions.* Éditeur : *Revue d'Optique*, Paris.

III. Programmes des classes de spéciales et des examens propédeutiques. — La Commission interministérielle chargée de réviser et coordonner ces programmes, a demandé, par la voix de son Président, M. Châtelet, que la Société française de Physique désigne un délégué pour faire connaître ses vœux. Le Bureau a prié M. Maréchal d'accepter cette mission et ce dernier a préparé, après d'assez nombreuses conversations avec des spécialistes de diverses branches de la Physique, un projet de modification des programmes. Ce projet a été discuté lors d'un récent Conseil, et les huit Membres présents sont parvenus à un accord (à l'unanimité, moins une voix) sur les suggestions principales suivantes :

Mathématiques. — 1° Suppression de la Géométrie descriptive, jugée peu utile et réduction de l'étude des quadriques et coniques;

2° Modernisation du programme par l'introduction du calcul matriciel, l'étude des champs vectoriels (formules de Stokes, Ostrogradsky, etc.), l'étude très sommaire des séries de Fourier (calcul des coefficients); la relativité restreinte pourrait également être introduite.

Physique. — En Optique : étude des interférences;

En Chaleur : étude plus approfondie du premier principe, réduction des questions secondaires;

En Électricité : étude de l'induction, du courant alternatif, du mouvement des particules électrisées.

Enfin, un court chapitre sur la constitution de la matière serait à introduire, en accord avec les chimistes.

Les Membres de la Société, désireux d'avoir plus de détails, ou de faire connaître leur opinion, sont invités à s'adresser à M. Maréchal, qui rassemble toutes les suggestions.

M. le Président donne la parole à M. Eugène Dupuy, Rapporteur de la Commission des Comptes pour la lecture de son rapport relatif à l'exercice 1950-1951.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1950-1951 (ANNÉE 1951).

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1950-1951 (année 1951) de notre Société.

Les points principaux à signaler sont les suivants :

Le fonds de réserve se monte à 847 954 f, sans changement par rapport à 1950; les provisions libres sont passées de 1795 436 f à 3 406 338 f, correspondant à une augmentation de 1610 902 f, par suite du solde bénéficiaire de 1688 984 f laissé par l'Exposition de 1951. Il s'agit là, en réalité, d'une augmentation de nature exceptionnelle, le compte d'exploitation de la Société basé sur les dépenses et les ressources présentant un solde déficitaire de 78 082 f.

Au compte « Ressources et charges », le montant total des recettes a été de 5 208 725 f, contre 4136 291 f, pour l'exercice précédent; les dépenses effectuées se sont élevées à 3 797 823 f.

Le poste le plus important de ce chapitre est celui relatif à l'Exposition et à son catalogue dont les recettes s'élèvent à 4 000 123 f. Après règlement des frais se montant à 2 311139 f, il apparaît le solde créditeur de 1688 984 f signalé plus haut.

Les cotisations, y compris les droits d'entrée, se montent à 973 064 f, contre 1319145 f; cette différence provient des rentrées exceptionnelles en 1950 dues à la perception de cotisations arriérées grâce à l'active persévérance de M. Marandon.

Dans les ressources diverses, on notera le revenu du portefeuille s'élevant à 60 643 f, une subvention ministérielle de 96 000 f pour les prix Holweck 1950 et 1951, une subvention ministérielle de 60 000 f pour l'Exposition britannique de la Sorbonne, diverses rentrées pour 19 895 f, soit un total de 235 538 f.

Aux dépenses, les frais généraux proprement dits se montent à 642 579 f, contre 476 802 f en 1950; à cette somme il faut ajouter 107191 f de frais d'impression de l'Annuaire et des Statuts, 14 382 f de dépenses mobilières, 36 000 f de frais pour l'Exposition britannique, soit un total de 800152 f, auquel s'ajoute, en plus des frais occasionnés par l'Exposition annuelle, le versement à la Société *Journal de Physique* pour le service de sa publication à tous les sociétaires, soit 486 532 f représentant la moitié des sommes encaissées au titre des cotisations perçues au cours de l'exercice, conformément à la convention actuellement en vigueur.

Examen du Bilan.

Nous avons constaté l'existence d'espèces se montant à 3 780 727 f et de récépissés de titres déposés en banque estimés à leur valeur d'achat pour 1171776 f, soit un total de l'Actif de 4 952 503 f.

Le Passif se compose du fonds de réserve, soit 847 854 f; des provisions libres déjà mentionnées, 3 406 337 f; des sommes dues à la *Société Journal de Physique*, 496 532 f et au Comité français de Physique, 211679 f, soit un total égal de 4 952 503 f.

Le nombre des Membres est actuellement de 1074, contre 1071 en 1950.

Comme nous l'avons dit précédemment, le compte d'exploitation basé sur les ressources normales (cotisations, subventions et revenu du portefeuille) n'équilibrent plus les dépenses de fonctionnement et laisse un solde déficitaire comblé cette année par le bénéfice laissé par l'Exposition. Une telle situation, qu'il faut craindre de voir s'aggraver par suite de l'augmentation des prix, présente un caractère anormal et justifie une augmentation du taux des cotisations, restées sans changement depuis 1948 malgré les hausses survenues depuis cette date.

Les comptes dont nous venons de vous donner connaissance et que nous vous demandons d'approuver, représentent la situation financière exacte de notre Société au 31 octobre 1951.

Les Membres de la Commission :
Eugène Dupuy, *rapporteur*;
Maurice Blondin,
J. Guyot.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. le Président annonce que le Conseil d'Administration propose l'augmentation du taux des cotisations, rendue nécessaire par la hausse considérable des frais d'impression du *Journal de Physique*.

Cette proposition mise aux voix est adoptée *à l'unanimité*, pour prendre effet à partir du 1er novembre 1951.

En conséquence, la cotisation annuelle est fixée comme l'indique le tableau suivant :

	Domiciliés		
	à Paris, dans la Seine ou la Seine-et-Oise.	Dans les départements et les territoires de l'Union française.	à l'étranger.
Membres isolés....	1 500 f	1 300 f	1 950 f
Collectivités.......	4 500 f	4 200 f	5 250 f
Juniors...........	300 f	—	—

M. le Président communique à l'Assemblée la décision du Conseil relative à l'attribution des prix *Félix Robin*, *Aimé Cotton* et *Louis Ancel*.

Le prix *Félix Robin* est décerné à M. J. Yvon.

Le prix *Aimé Cotton* est décerné à M. R. Servant.

Le prix *Louis Ancel* est décerné à M. Ch. Dufour.

M. Pierre Fleury, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Le Président sortant doit à l'Assemblée générale un bref rapport moral. Notre Société a été touchée, en 1951, par la disparition de 11 de ses Membres, dont l'un des plus fidèles et des plus illustres. Un geste généreux de Mme Cotton, nous permet de décerner aujourd'hui un prix exceptionnel portant le nom du Maître, dont nous gardons le souvenir très ému et très reconnaissant. Permettez-moi de lui en exprimer à nouveau toute ma gratitude.

Il y a quelques années, nous avions envisagé de constituer des *sections* facilitant la collaboration entre spécialistes de tel ou tel groupe de questions. Notre Section d'Optique et sa cadette, consacrée à la Physique corpusculaire, ont successivement pris naissance. Le nombre des auditeurs aux séances de ces sections est souvent plus grand qu'aux séances générales; ce succès est dû, pour une bonne part, à l'activité des Secrétaires qui les animent, nos amis Maréchal et Berthelot. Il pourra nous encourager à d'autres créations.

J'ai eu l'occasion de représenter notre Société aux réunions qu'organisait, à Chicago, en octobre dernier pour son vingtième anniversaire, l'*American Institute of Physics*. Ses cinq Sociétés associées groupaient environ 4 000 participants; des centaines de communications furent présentées, dont beaucoup de grand intérêt.

Des manifestations aussi importantes sont rendues possibles, évidemment, parce que l'Amérique est un pays peuplé et riche; elles témoignent aussi de la place qu'y tiennent aujourd'hui les physiciens. Dans un discours où l'humour intervenait comme il convient, K. T. Compton rappela que lors de la fondation de l'American Institute, le physicien n'avait pas de place reconnue parmi les chercheurs ou les ingénieurs : on devait l'assimiler au mieux au chimiste, à l'électricien ou au photographe.... C'est, je le crains, la situation actuelle en France.

Cela ne veut pas dire que nous soyons de vingt ans en retard, à ce point de vue, sur les États-Unis, la réputation du physicien est récente même là-bas et l'intérêt qu'on lui porte n'est pas exempt d'inquiétude. Mais on y a reconnu le rôle essentiel du développement des recherches physiques pour l'avenir du monde. Cela ne tardera guère en France aussi, espérons-le. Le rôle de notre Société et de celles qui touchent de près ou de loin à la Physique, en sera sans doute rendu de plus en plus important. Leur influence serait peut-être plus rapidement accrue si, comme aux États-Unis, elles se groupaient pour une action commune concernant les conférences, les publications, la formation et le placement des chercheurs, etc. Une circonstance favorable sera, cette année, que le Président désigné par vous se trouve justement participer aussi à la vie de nombreuses autres Sociétés.

Nous avons entendu, en 1951, avec des communications variées, des conférences particulièrement appréciées du Professeur Weisskopf et de Sir Thomas Merton, sixième titulaire du prix Hollweck. Nous avons été heureux d'accueillir une Exposition d'appareils britanniques, de grand intérêt, à côté de notre traditionnelle Exposition de Pentecôte. Le succès de celle-ci a continué à s'affirmer, grâce aux efforts de M. Jacquinot, de M. Poulard et du Comité d'organisation. Ce succès imposait un choix, soit qu'on laissât le nombre des appareils et des exposants

augmenter sans discrimination, soit qu'une sélection tendit à accentuer la haute qualité scientifique des présentations. Cette seconde décision a paru la meilleure, elle a été sanctionnée par l'affluence de visiteurs de qualité.

Des expositions analogues ont été récemment organisées par d'autres groupements, encouragés peut-être par le succès de la nôtre : nous espérons que cette dernière n'en souffrira pas, c'est assurément l'une des manifestations les plus utiles et qui font le plus honneur à notre Société.

Une autre est le *Journal de Physique* qui, tout en ayant une vie autonome, est notre publication. Vous avez pu apprécier l'intérêt de ses articles originaux de plus en plus variés, de ses précieuses mises au point, de ses lettres à l'éditeur inaugurées l'an dernier, de son tout nouveau supplément consacré à la Physique instrumentale. En en félicitant son rédacteur en chef, M. Lucas, notre Conseil a décidé d'accroître très sensiblement la participation de notre Société aux dépenses d'édition rapidement croissantes, pour lesquelles, d'autre part, le Centre National de la Recherche Scientifique accorde une importante subvention.

La tâche de votre Président est légère, lorsque le Secrétaire général est aussi dévoué, compétent et actif que l'est M. Jacquinot : il m'en voudrait d'oublier tous ceux qui l'ont secondé, j'ai nommé déjà les principaux. M. Marandon, agent général, continue à faire rentrer les cotisations arriérées. Notre Société est également très reconnaissante à son trésorier bénévole, M. Yvon, de gérer au mieux ses finances, en évitant toute difficulté.

62 adhésions nouvelles ont fait passer l'effectif de notre Société — compte tenu des disparitions — à 1074 Membres. A tous, et aussi à ceux qui devraient être des nôtres, et ne le sont pas encore, j'adresse l'habituel appel : participez à la vie de la Société, spécialement en lui exposant vos travaux. Des communications réduites à l'essentiel, mais nombreuses, sont sollicitées; il est bon qu'elles soient prévues à l'avance autant que possible ; le carnet du Secrétaire général est grand ouvert.

Mais peut-être aurais-je dû laisser à M. Portevin le soin de cet appel : bien certain que sous sa direction notre Société connaîtra un avenir brillant, je suis heureux de lui céder la Présidence.

II. — Séance ordinaire.

Présidence de M. Portevin.

M. Portevin, Président, remplace M. Fleury au fauteuil et prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Mes premières paroles seront de remercîments et de félicitations au Professeur Fleury pour l'année qu'il vient de consacrer à notre Société comme Président et dont le bref aperçu qu'il vient de tracer devant vous résume l'importance et la fécondité.

Le Maître de l'Optique française a occupé ce poste de Président avec une brillance telle que je n'en demeure pas sans quelque inquiétude pour son successeur. Je n'aurai pas trop du concours assuré de tout le Bureau et, en particulier, de son distingué Vice-Président M. Pauthenier, de son dévoué Secrétaire général M. Jacquinot et de son actif Agent général M. Marandon, pour assumer la charge que vous avez bien voulu me confier et demeurer digne de l'honneur que vous m'avez ainsi fait.

Cet honneur, je l'ai ressenti très vivement au point de chercher à en analyser les facteurs et les origines, ce qui m'a conduit à y voir beaucoup plus un geste symbolique qu'un témoignage rendu à ma personne. Geste symbolique qui s'adresse, d'une part, au Président sortant de la Société Chimique de France pour souligner l'intimité grandissante de la Physique et de la Chimie et, d'autre part, à l'ingénieur et au métallurgiste pour marquer, une fois de plus, l'union de la Science physique et du développement industriel.

Cette double liaison donnerait matière à des développements qui ne peuvent trouver place ici, mais, tout au moins, il me paraît important d'en indiquer quelques aspects et caractères.

I. Physique et Chimie. — L'interpénétration de ce que l'on dénomme Chimie avec ce que l'on appelle Physique n'est pas nouvelle et il devient bien difficile, sinon impossible, d'en situer les frontières.

Déjà, en 1888, à l'époque « classique » de ces Sciences, H. Le Châtelier [1], dans son grand Mémoire sur les équilibres chimiques, exposait en détail les transitions insensibles qui existent entre les transformations physiques et les transformations chimiques; il écrivait « température, pression, concentration sont les vraies forces chimiques ».

Cette mutuelle diffusion s'opère tant à l'égard des méthodes expérimentales que des théories.

En accédant il y a deux ans à la Présidence de la Société chimique [2], je tenais à souligner que tous les chimistes font des mesures physiques (densités, cryoscopie, tensions superficielles, indices de réfraction, analyse spectrale dans toutes les régions, pressions osmotiques, points de fusion et d'ébullition, etc.); tout en étant appelés à se servir de plus en plus des méthodes d'analyse thermophysique des métallographes et d'analyse cristalline (n'oublions pas que la découverte de l'argon est due à des déterminations précises de densité sans parler de celle, fondamentale, des isotopes). J'en arrivais à conclure que l'industrie chimique fournissait des produits que l'on devait appeler « physiques » et non « chimiques ».

D'autre part, le physicien se préoccupe de plus en plus des édifices moléculaires qui, jusqu'alors, paraissaient réservés au domaine des chimistes, notamment des organiciens.

Si nous arrivons aux études théoriques, la confusion apparaît encore plus complète et il devient impossible, d'après le titre et le texte des publications, de faire des attributions à la Chimie ou à la Physique. Dans laquelle de ces deux disciplines classerons-nous, par exemple, la théorie des vitesses des réactions chimiques de London, Eyring, Polanyi, théorie déduite de calculs de physiciens théoriciens, les travaux de Heitler, London, Pauling, Mulliken, Van Vleck et bien d'autres

[1] Cité d'après Maurice Rey. *Équilibres chimiques et métallurgiques dans l'œuvre de H. Le Châtelier.*

[2] *Rev. gén. Sc.*, 1950, **57**, nos 3-4, 51.

sur la Chimie théorique, qui sont une application directe des principes de la Mécanique ondulatoire, ou encore les recherches de Bauer et Magat sur la liaison hydrogène, celles de Kastler et celles de J. P. Mathieu sur l'effet Raman dans les cristaux, ou celles de M[lle] Cauchois sur l'influence du mode de liaison chimique sur l'absorption des rayons X par les atomes ? Mais dans l'année qui vient de s'écouler n'avons-nous pas eu, ici même, des communications de J. Cabannes et J. Dufay sur la molécule OH, de M[me] Granier-Mayence sur les oxydes azoteux et azotiques, etc. que, d'après leur titre, on aurait considérés, autrefois, comme chimiques; et l'on pourrait multiplier ceux-ci. Il n'est pas jusqu'à la découverte de nouveaux éléments, qui était, jusqu'à ces dernières années, l'apanage des chimistes, au point d'en constituer l'un des plus incontestables titres de gloire, qui passe dans le domaine des physiciens pour les transuraniens. On conçoit combien il devient difficile de choisir la rubrique traditionnelle à placer en tête des Notes à l'Académie des Sciences. Et cette confusion, ce brouillage, s'étend aux personnes; notre ami Andrade, en Angleterre, professeur de Chimie, est, en France, correspondant dans la section de Physique de l'Académie des Sciences.

Il ne faut donc pas trop s'étonner qu'un prix Nobel de Chimie et, par ailleurs, professeur titulaire de Physique, ait pu être considéré plutôt comme chimiste par la section de Physique de l'Académie des Sciences.

Cette classification des sciences en branches qui pouvaient être nettement distinctes à l'origine en raison du petit nombre de connaissances acquises, division qui était nécessaire eu égard à l'insuffisance de notre esprit, apparaît, par suite de la convergence, illusoire, comme si l'on voulait tracer une surface de séparation entre deux substances miscibles en contact et nous n'en retiendrons pour nous que la nécessité d'établir, par des séances communes avec d'autres Sociétés, chimiques, minéralogiques, métallurgiques, ces contacts profitables à tous et qui, en même temps, procurent aux auteurs des audiences plus variées et plus nombreuses.

II. Science physique et industrie. — Je ne parlerai pas ici de l'utilité de la science notamment physique pour les progrès et le développement de l'industrie. Ce thème maintes fois exposé est devenu d'une banalité qui doit le réserver désormais à l'usage des discours officiels; contentons-nous de rappeler la parole du roi Albert I[er] de Belgique inscrite au fronton du Centre de Recherches de Liége : « C'est dans les laboratoires de recherches que s'élaborent les rudiments de l'industrie future. »

Ce dont on parle moins c'est de la réversibilité de cette action qui fait qu'inversement le développement de l'industrie rend à la Science des services tels qu'ils deviennent indispensables, comme on peut le montrer par quelques exemples mettant en évidence ce que la Physique doit aux progrès de l'industrie.

Cette dernière, en effet, peut notamment lui être utile :

1° Par les matériaux qu'elle met à sa disposition : matériaux nouveaux, rares ou doués de qualités spéciales;

2° Par les dimensions et la masse croissantes des pièces qu'elle produit, l'ampleur des réalisations, les puissances qu'elle met en jeu;

3° Par la perfection et la précision des pièces et appareils mécaniques qu'elle fabrique;

4° Par les problèmes qu'elle pose, les phénomènes qu'elle met en jeu et même les solutions empiriques qu'elle apporte.

Illustrons ces divers aspects des services ainsi rendus, par quelques exemples :

1° Grâce aux progrès réalisés dans les fabrications, l'industrie peut maintenant fournir aux laboratoires scientifiques des produits doués de propriétés précieuses et nouvelles que ces laboratoires seraient dans l'impossibilité d'obtenir ou de préparer sous la forme, l'état et les propriétés désirées :

— soit en raison des difficultés même de préparation; exemples : le glucinium, les métaux réfractaires à l'état ductile (Ti, Zr), etc.;

— soit en raison du degré de pureté requise; exemples : aluminium, graphite (pour piles atomiques);

— soit parce que présents en proportions infimes dans les matières premières naturelles, nécessitant, par suite, le traitement de tonnages considérables; exemple : germanium;

— soit parce qu'ils sont produits en quantité très faible, ne devenant appréciable que par une exploitation continue et intense; exemple : eau lourde;

— soit par l'exigence d'une homogénéité qui ne peut être réalisée que par certaines fabrications industrielles; exemple : fer pour lentilles magnétiques;

— soit, enfin, comme alliages de propriétés spéciales et présentés sous forme appropriée de barres, de feuilles, de fils fins.

Aciers spéciaux à haute résistance pour enceintes devant supporter de hautes pressions.

Fils en manganine pour mesure des hautes pressions ou pour établir les straingages où l'on mesure de très faibles variations de longueur par variation de conductibilité électrique; enfin, toute la gamme des aciers inoxydables pour outillages variés de recherche chimique et physique.

Dans cette catégorie des nouveaux produits, il faut mentionner les énormes progrès réalisés dans les émulsions photographiques mises au point patiemment par certaines usines et qui présentent, au point de vue photosensibilité ou finesse de grain, des qualités exceptionnelles pour l'astrophysique, les rayons cosmiques, etc. Ici le progrès de nos connaissances est nécessairement en dépendance étroite de celui des émulsions qui sont mises à la disposition de l'expérimentateur et non des conceptions théoriques. Comme le rappelait encore récemment G. Darrieus [1] que ces résultats ne constituent souvent que des sous-produits des perfectionnements réalisés en raison des exigences, des ressources matérielles des puissantes industries cinématographiques, c'est-à-dire

[1] Obtention de diagrammes de fonctionnement de réseaux ou de machines à l'oscillographe cathodique : exposé fait à la Conférence internationale des Grands Réseaux Électriques à haute tension.

en définitive des inclinations des foules; on préférerait, certes, d'autres mobiles comme origine.

2° C'est grâce au format sans cesse croissant des fours et de l'outillage d'aciérie et de fonderie que l'on a pu mettre à la disposition de la Physique, non seulement le gros électroaimant de Bellevue, mais tout l'appareillage moderne mis en jeu par la Physique nucléaire : cyclotrons, bétatrons, synchrotrons, et autres monstres.

Parallèlement, on peut avoir recours aux valeurs très élevées de potentiel, d'intensité de puissance atteints par l'industrie électrique, de même que l'on peut réaliser les grandes souffleries pour l'étude de la Mécanique des fluides.

3° Mais ce dont la Physique expérimentale et même théorique profite largement, ce sont les énormes progrès réalisés dans la perfection et la précision des formes et dimensions par des procédés d'usinage de plus en plus fins ou par des procédés particuliers et récents tels que ceux de fonderie de précision à cire perdue permettant d'obtenir monoblocs, sans joints ni ajustages, ni même parfois usinage, de petites pièces de forme très compliquée et avec précision : ce qui est très précieux pour les appareillages d'instruments de Physique tels que les microscopes. Il faut y ajouter les conceptions mêmes de l'appareillage de laboratoire qui, s'inspirant de celles de l'industrie, sont complètement modifiées.

Ceci a permis de faire sortir l'obtention du vide, de l'appareillage de laboratoire où le souffleur de verre jouait un rôle d'importance, en donnant naissance à la technique moderne de réalisation facile et rapide de vides extrêmement poussés [1]. Or, comme nous le rappelait Weisskoff dans sa conférence faite ici il y a un an : « Il n'y a guère d'étude de physique sans le vide ».

Si les très basses pressions sont maintenant « distribuées » dans le laboratoire, les très basses températures le sont aussi grâce au développement de l'industrie des gaz liquéfiés.

4° Enfin, la pratique industrielle, les observations auxquelles elle donne lieu, les problèmes qui sont posés par la fabrication et l'emploi sont sources d'études et de conceptions nouvelles.

Sans invoquer les exemples classiques et maintes fois cités des découvertes de Lavoisier et de Pasteur prenant origine dans les problèmes pratiques, ce sont ceux posés par la machine à vapeur qui font germer, dans l'esprit de Carnot, son principe de thermodynamique dont lord Kelvin disait qu'il n'y a rien de plus grand dans l'histoire des Sciences; principe d'équivalence, trouvé par ailleurs dans ce domaine, par Seguin, curieuse figure d'inventeur et, pour ne pas quitter la machine à vapeur, rappelons que James Watt, ingénieur, fut également physicien et correspondant, pour la section de Mécanique, de la 1re classe de l'Institut National.

Dans un autre ordre d'idées, Heaviside (dont on vient de célébrer le centenaire) fut un télégraphiste autodidacte dont les études de propagation de signaux le long d'un câble conduisent à la théorie de propagation des ondes et à la présence dans la partie supérieure de l'atmosphère de la couche ionisée qui porte son nom. Heaviside, par une voie intuitive et, dans une large mesure, expérimentale, crée le calcul opérationnel qui est un important chapitre de l'analyse actuelle.

Rappelons également avec P. Chevenard [1] que : Cherchant à résoudre le problème pratique d'un alliage moins cher que le platine, stable, résistant à la rouille, Benoit et Ch. Ed. Guillaume trouvent que l'alliage à 24 pour 100 Ni est une fois et demie plus dilatable et celui à 30 pour 100, un tiers moins dilatable que les métaux composants; d'où l'étude systématique, la découverte de l'anomalie de dilatation des ferronickels, de l'invar et toutes les conséquences théoriques et pratiques, l'énorme progrès réalisé en métrologie et géodésie.

Le même Guillaume, fils d'horloger, frappé par l'observation d'un régleur de La Chaux-de-Fonds de l'avance à chaud d'un chronomètre à spirale d'invar, conçoit l'anomalie thermoélastique, symétrique de l'anomalie dilatométrique, l'étudie, en ajuste l'amplitude, d'où l'élinvar et tous les progrès en chronométrie. De même, la condition d'isochronisme de cette dernière révèle un écart à la loi de Hooke de sens et d'amplitude déterminée.

Ici la pratique fait apparaître le nouveau phénomène lequel, une fois étudié, est source de grands progrès dans les applications.

Mais l'influence de l'industrie sur la Science physique va encore plus loin, car la Science moderne emprunte à l'industrie son organisation dans ce qu'elle a de plus évolué, ou plus exactement j'allais dire de plus mécanisé et de plus grégaire et même la dépasse : il n'y a qu'à se reporter au discours de Leprince-Ringuet à la Séance annuelle des cinq Académies dans lequel il présente le Savant à l'âge atomique et où celui-ci n'a même pas le loisir de rentrer dans sa famille pour déjeuner.

Ainsi une partie des progrès réalisés par la Physique expérimentale et qui ont enrichi nos connaissances théoriques est due aux valeurs atteintes couramment par la technique industrielle pour les facteurs physiques notamment :

— température, soit très haute température, soit très basse approchant le zéro absolu;

— pression, soit très haute valeur (Bridgmann), soit vides très poussés (électronique);

— champ magnétique et potentiel.

Conclusion. — Dans ce tableau que je viens d'esquisser d'une main rapide et malhabile, j'ai essayé de montrer que l'Industrie, débitrice de la Science et notamment de la Physique, avait à son crédit d'assez beaux états de service et que, par suite, il y a lieu de resserrer, par des réactions d'échange fructueuses, les liens de connexion qui existent déjà entre elles.

Comme conclusion pratique, je vous demande votre concours pour envisager des séances dans

[1] L'importance de cette industrie du vide est devenue telle qu'elle a motivé la création d'une « Association française des Ingénieurs techniciens du vide » éditant un Bulletin spécial.

[1] Discours de prise de Présidence à la Société des Ingénieurs Civils.

lesquelles collaborent, d'une part, Physique et Chimie et, d'autre part, Science et Industrie.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes, sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM.

Barloutaud (Roland), Licencié ès sciences, Ingénieur au C. E. A., 12, rue de l'Avre, Paris (15e) (présenté par Mme Faraggi et M. A. Berthelot).

Butery (Georges), Licencié ès sciences et en Droit, Ingénieur A. M. et I. P. G., Chef des travaux pratiques à l'École d'Arts-et-Métiers de Paris, 3, rue de la Cité-Universitaire, Paris (14e) (présenté par MM. Déjardin et Quevron).

Cotton (Eugène), Agrégé des Sciences physiques, Docteur ès sciences, Ingénieur au C. E. A., 18, rue Maurice-Berteaux, Sèvres (Seine-et-Oise) (présenté par Mme Faraggi et A. Berthelot).

Gray (Élie), Docteur ès sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Poitiers, 59, rue Carnot, Poitiers (Vienne) (présenté par MM. Cotte et Destriau).

Jacrot (Bernard), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur au C. E. A., 83, rue Daguerre, Paris (14e) (présenté par Mme Faraggi et A. Berthelot).

Kobayasi (M.), Managing Editor of Progress of Theoretical Physics, Department of Physics, Kyoto University, Kyoto (Japon) (présenté par Mme Benoist et M. Avignon).

Koechlin (Yves), Licencié ès sciences, Ingénieur au C. E. A., 26, rue des Boulangers, Paris (5e) (présenté par MM. Rogozinski et E. Picard).

Lévêque (Antoine), Ingénieur radio E. S. E., Ingénieur au C. E. A., 36, rue Boissonade, Paris (14e) (présenté par Mme Faraggi et M. A. Berthelot).

Marty (Claude), Ingénieur, Docteur ès sciences, Chargé de Recherches au C. N. R. S., 12, rue Olier, Paris (15e) (présenté par MM. Savel et Renard).

Nataf (Roger), Chargé de Recherches au C. N. R. S., Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, 8, villa Chevreuse, Issy-les-Moulineaux (Seine) (présenté par MM. Savel et Chastel).

Netter (Francis), Ancien élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé des Sciences physiques, Ingénieur au C. E. A., 9, rue Saint-Didier, Paris (16e) (présenté par Mme Faraggi et M. A. Berthelot).

Prugne (Pierre), Ingénieur, 51, rue Gabriel-Péri, Châtillon-sous-Bagneux (Seine) (présenté par M. A. Berthelot et Mme Faraggi).

Simon (Jean-Claude), Chef de Laboratoire à la Compagnie générale de T. S. F., 3, avenue Paul-Delamare, Rueil-Malmaison (Seine-et-Oise) (présenté par MM. Aigrain et Maréchal).

Tobaulem (Jacques), Attaché de Recherches au C. N. R. S., 20, rue Chartran, Neuilly-sur-Seine (Seine) (présenté par MM. Bouchez et Rogozinski).

La Communication suivante a ensuite été présentée :

Possibilités en flux de neutrons d'une pile à uranium naturel ;

par J. Yvon.
(Commissariat à l'Énergie atomique.)

Le programme de la réalisation d'un flux interne de neutrons dans une pile à uranium naturel pose, à l'art de l'ingénieur, de nouveaux problèmes. Les exigences de la Physique nucléaire, réduites à l'essentiel, sont confrontées avec les nécessités constructives et les disponibilités industrielles. Les propriétés macroscopiques des matériaux ont peut-être moins d'importance que leurs propriétés nucléaires, mais elles régentent sévèrement les possibilités.

En fin de séance, M. le Président proclame le résultat des votes :

Élection de deux Membres d'honneur.

Nombre de votants	102
Bulletins blancs ou nuls	0
Suffrages exprimés	102

Ont été élus :

M. Henri Devaux,
Sir Charles Darwin.

Élection de huit Membres du Conseil.

Nombre de votants	102
Bulletins blancs ou nuls	0
Suffrages exprimés	102

Ont été élus :

MM. Rosenblum,
Laval,
Peychès,
Guillaud,
Blanc-Lapierre,
Bizette,
Rouault,
de Boer.

Élection pour le renouvellement partiel des Membres du Bureau.

Nombre de votants	50
Bulletins blancs ou nuls	0
Suffrages exprimés	50

Ont été élus :

Vice-Président	M. Pauthenier
Vice-Secrétaire	M. Aigrain
Trésorier	M. G. Yvon

En conséquence, le Bureau, pour l'année 1952, est ainsi constitué :

	MM.
Président	A. Portevin
Vice-Président	M. Pauthenier
Secrétaire général	P. Jacquinot
Secrétaire	Berthelot
Vice-Secrétaire	P. Aigrain
Trésorierè	G. Yvon

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 4 JANVIER 1952.

M. P. Fleury préside.

Deux Communications ont été présentées :

1. — L'optique des projecteurs d'ondes en hyperfréquence ;

par J.-C. Simon.
(Compagnie générale de T. S. F.)

En se perfectionnant, la technique des aériens UHF, de dimensions grandes devant la longueur d'onde, se rapproche de l'optique ordinaire. Les défauts essentiels de ces aériens procèdent, en effet, bien plus d'aberrations analogues à celles de l'Optique classique que de propriétés de la diffraction.

En empilant des plaques métalliques percées d'ouvertures circulaires dont les diamètres et les espacements sont de l'ordre de la longueur d'onde, on peut constituer des lentilles hertziennes, analogues à une lame d'épaisseur fixe et d'indice variable.

Outre leur fonction de lentille, leur constitution permet des retouches pour la correction locale des déformations des surfaces de phase. Il en résulte un perfectionnement des projecteurs d'ondes décimétriques et millimétriques.

2. — Progrès récents sur l'apodisation par écrans linéaires et de révolution ;

par M[lle] B. Dossier.
(Laboratoire du Grand Électroaimant, Bellevue.)

Emploi de développements faisant apparaître une correspondance parfaite entre les deux cas. Le plus important des résultats obtenus est que, parmi tous les écrans donnant une apodisation inférieure à une limite donnée, on sait calculer le plus lumineux et que, parmi tous les écrans donnant une apodisation et une luminosité inférieures à des limites fixées, on sait calculer le plus résolvant.

Présentation de diverses lois de transmission obtenues et des figures de diffraction correspondantes.

SÉANCE DU 1er FÉVRIER 1952.

M. le Professeur J. Cabannes préside.

Deux Communications ont été présentées :

(*) 1. — Sur quelques propriétés simples d'un milieu stratifié périodique transparent ;

par Ch. Dufour,
Compagnie des Compteurs,
et A. Herpin,
Énergie atomique.

1. Nous avons utilisé la méthode de calcul développée par l'un de nous [1] pour évaluer le pouvoir réflecteur d'un système formé de q doubles couches transparentes, de même épaisseur optique, que nous symboliserons par

$$n_0 \mid n_1 \mid n_2 \, n_1 \mid \ldots \mid n_1 \mid n_2 \mid n.$$

Le champ électromagnétique (E_+, E_-) à droite d'un système stratifié quelconque est relié au champ électromagnétique à gauche (E'_+, E'_-) par une relation matricielle

$$(E'_+, E'_-) = (M)(E_+, E_-) \qquad (1)$$

(E_+, champ se propageant vers la droite ; E_-, champ se propageant vers la gauche) ; la matrice (M) indépendante des milieux extrêmes, est caractéristique du milieu stratifié. Pour une double couche on l'écrit

$$(M) = A + B(\sigma_1) + C(\sigma_2) + D(\sigma_3), \qquad (2)$$

(σ_1), (σ_2), (σ_3) étant les trois matrices de Pauli. Pour q doubles couches, on a la matrice

$$(M_q) = (M)^q = F_q + G_q[B(\sigma_1) + C(\sigma_2) + D(\sigma_3)], \qquad (3)$$

$G_q\,(A)$ et $F_q\,(A)$ étant les polynomes de Lucas de degré q.

Le pouvoir réflecteur d'un milieu stratifié caractérisé par une matrice (M) (2) placé entre des milieux extrêmes d'indice n_0 et n étant

$$r = \frac{A(n_0 - n) + D(n_0 + n) + B(n_0 n - 1) - iC(n_0 n + 1)}{A(n_0 + n) + D(n_0 + n) + B(n_0 n + 1) - iC(n_0 n - 1)},$$

le pouvoir réflecteur du système formé de q doubles couches est

$$r_q = \frac{\left\{ \begin{array}{l} H_q(A)(n_0 - n) + D(n_0 + n) \\ \quad + B(n_0 n - 1) - iC(n_0 n + 1) \end{array} \right\}}{\left\{ \begin{array}{l} H_q(A)(n_0 + n) + D(n_0 - n) \\ \quad + B(n_0 n + 1) - iC(n_0 n - 1) \end{array} \right\}},$$

$$H_q = \frac{F_q(A)}{G_q(A)};$$

soit, en développant le calcul, pour l'incidence normale

$$r_q = \frac{n_0 - n}{n^0 + n} \, \frac{\frac{2\sin\theta}{\sin 2\varphi}\cot g\, q\,\theta + \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 n_1 n_2}\,\frac{n_0 + n}{n_0 - n}\,\mathrm{tg}\,\varphi + i\,\frac{n_1 + n_2}{n_1 n_2}\,\frac{n_0 n - n_1 n_2}{n_0 - n}}{\frac{2\sin\theta}{\sin 2\varphi}\cot g\, q\,\theta + \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 n_1 n_2}\,\frac{n_0 - n}{n_0 + n}\,\mathrm{tg}\,\varphi + i\,\frac{n_1 + n_2}{n_1 n_2}\,\frac{n_0 n + n_1 n_2}{n_0 + n}},$$

$$\varphi = 2\pi\,\frac{n_1 e_1}{\lambda} = 2\pi\,\frac{n_2 e_2}{\lambda}, \qquad \sin\frac{\theta}{2} = \sin\frac{n_1 + n_2}{2\sqrt{n_1 n_2}}\,\varphi$$

expression analytique assez simple se prêtant bien au calcul.

2. Si q est très élevé, à une variation très faible de φ, donc de θ, correspond une variation très grande de $q\theta$, de telle sorte que cotg $q\varphi$ varie un grand nombre de fois de $-\infty$ à $+\infty$.

$|r_q|$ varie alors entre une valeur minima et une valeur maxima. Le lieu de ces maxima et minima (pour $q\infty$) est une courbe à deux branches qui est l'enveloppe de toutes les courbes $|r_q(\varphi)|$ pour q quelconque.

En utilisant une représentation de r_q dans le plan complexe et en faisant subir à la figure obtenue une inversion, on obtient une construction graphique très simple qui permet de démontrer les propriétés suivantes :

a. Toutes les courbes $r_q(\varphi)$ admettent la même enveloppe, quel que soit q. Il n'y a plus d'enveloppe pour

$$\frac{\pi}{2} > \varphi > \varphi_c \qquad \left[\varphi_c = \arccos r = \arccos\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right]$$

mais seulement une courbe limite identique à l'unité. En augmentant le nombre de couches, on augmente le pouvoir réflecteur, tandis que la largeur du maximum principal tend vers une limite finie.

b. L'enveloppe a deux branches E, E' d'équation

$$\sqrt{\left(\frac{r_0 + r'_0}{2}\right)^2 + h^2\,\mathrm{tg}^2\varphi} \pm \sqrt{\left(\frac{r^0 - r'_0}{2}\right)^2 + h^2\,\mathrm{tg}^2\varphi};$$

$$r_0 = \frac{n_0 - n}{n_0 + n}, \qquad r'_0 = \frac{n_0 n - n_1 n_2}{n_0 n + n_1 n_2}. \qquad r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2},$$

$$\left(h^2 = \frac{1}{4}\,\frac{r^2}{1 - r^2}(1 - r'_0)(1 - r'^2_0)\right).$$

Quand la branche supérieure croît de r_0 à 1, la branche inférieure décroît de r_0 à $r'_0 r_0$; elles sont liées par la relation simple

$$EE' = r_0 r'_0.$$

c. La courbe $r_q(\varphi)$ possède, entre 0 et π,

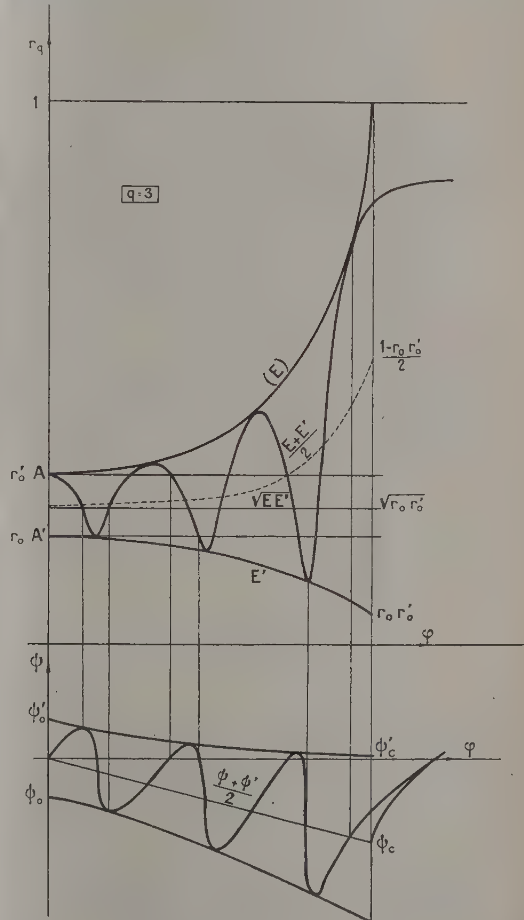
$2q$ maxima si $r_0 > r'_0$;

$2q - 1$ maxima si $r_0 < r'_0$.

3. La même représentation graphique nous permet d'étudier la *phase* $\psi_q(\varphi)$ et d'obtenir sans difficulté les résultats suivants :

a. Les courbes $\psi_q(\varphi)$ ne possèdent pas toujours d'enveloppe, mais c'est une question de choix du plan de référence; on peut toujours trouver une phase $\psi(\varphi) - m\varphi$ qui oscille autour d'une valeur fixe et possède une enveloppe;

b. Toutes les courbes $\psi_q(\varphi)$ admettent la même enveloppe quel que soit q, pour $\varphi < \varphi_c$;



c. Cette enveloppe a deux branches. La branche Ψ'' se termine par un point singulier pour $\varphi = \varphi_c$. La branche Ψ' présente une discontinuité pour $\varphi = \varphi_c$; entre φ_c et $\frac{\pi}{2}$, on obtient une courbe limite et non une enveloppe.

4. Comparaison des enveloppes des phases et des amplitudes :

a. L'équation des enveloppes des phases se déduit simplement de la courbe des amplitudes

$$\operatorname{tg}\frac{\psi-\psi'}{2}=\frac{n(n_1-n_2)}{n^2-n_1n_2}\operatorname{tg}\varphi,\qquad \cos\frac{\psi-\psi'}{2}=\frac{2\sqrt{EE'}}{E+E'};$$

b. Les points de contact de la courbe des phases avec son enveloppe correspondent aux intersections de $r_q(\varphi)$ avec la moyenne géométrique des deux branches de l'enveloppe des amplitudes $\sqrt{r_0 r'_0}$;

c. Pour $\psi_q(\varphi)=k\pi$, $r_q(\varphi)$ vaut toujours r_0 ou r'_0.

Ces propriétés simples permettent de tracer très facilement les courbes des phases et des amplitudes.

Une étude du cas des couches absorbantes est en cours.

[1] Herpin A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 182.

---

2. — Interférences par double réfraction en lumière blanche. Nouvelles méthodes d'observations des objets transparents;

par Maurice Françon,
Professeur à l'Institut d'Optique.

Le dédoublement latéral. — 1. *Méthode du dédoublement latéral*. — Considérons un objet AC transparent, par exemple une lame de verre comportant, en M, une petite région d'épaisseur optique différente du reste de la lame (*fig.* 1). L'objet AC est

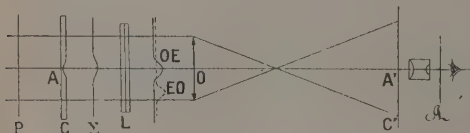


Fig. 1.

éclairé par un faisceau de lumière parallèle et l'on observe l'image A'C' de AC donnée par un système optique O. Indiquons tout de suite que AC peut être l'objet lui-même ou une image donnée par un système optique non représenté. On place un polariscope de Savart L entre O et l'objet A. La lumière incidente est polarisée rectilignement par un polariseur P qui peut être placé n'importe où, pourvu que ce soit avant le biréfringent L. L'analyseur $\mathcal{A}$ peut également être placé à un endroit quelconque pourvu que ce soit après le biréfringent L. Avant de traverser L, l'onde incidente Σ est une onde plane, sauf dans sa partie centrale où elle est légèrement déformée par suite de la variation correspondante de l'épaisseur optique de l'objet dans cette région. Après traversée de L, l'onde Σ est dédoublée en deux ondes polarisées à angle droit OE et EO. Le décalage de ces deux ondes dans un sens perpendiculaire à AA' est dû à la biréfringence de L et le décalage dans le sens AA' à la différence de marche produite par L.

Interposons une biréfringence telle que le décalage soit plus grand que la largeur de l'objet A afin que les images ordinaire-extraordinaire et extraordinaire-ordinaire soient nettement séparées.

Interposons une lame demi-onde pour le jaune moyen du spectre ($\lambda = 0{,}560\,\mu$) avant l'analyseur $\mathcal{A}$ et opérons entre nicols parallèles. Les régions A, B et C (*fig.* 2) entourant l'image ordinaire-extraordinaire OE et l'image extraordinaire-ordinaire EO présentent la teinte sensible pourpre. En effet, dans ces régions, les ondes OE et EO seulement décalées en largeur restent à la distance $\frac{\lambda}{2}$ l'une de l'autre. Par contre, dans les régions OE et EO il n'en est plus ainsi. La différence de marche devient $\frac{\lambda}{2}$ plus ou moins la différence de marche Δ introduite par l'objet : la teinte sensible vire immédiatement en donnant directement la structure de l'objet.

Les phénomènes se comprennent facilement en étudiant l'échelle des teintes d'interférences à centre noir. Le polariseur et l'analyseur étant croisés, plaçons le polariscope normalement au faisceau lumineux.

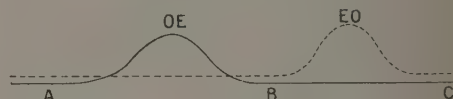


Fig. 2.

On a le noir de l'échelle des teintes. Tout le champ est obscur, sauf les régions OE et EO qui apparaissent éclairées. C'est le fond noir classique avec cette différence que les régions OE et EO sont plus ou moins colorées suivant les variations de phase qu'elles introduisent, la couleur donnant directement le déphasage. Introduisons une très faible différence de marche : le champ devient gris foncé, on a une image analogue à un contraste de phase avec forte absorption. Ici encore, si les variations de phase introduites par l'objet sont suffisantes, elles se traduisent par de vives colorations. Dans le cas contraire, on a pratiquement des variations de brillance. La méthode est donc intéressante, car elle permet de détecter et de mesurer des objets déphasants, quelle que soit la valeur du déphasage, ce que ne permet pas le contraste de phase. Comme, d'autre part, il n'y a aucune lame de phase sur le trajet de la lumière, il n'y a pas d'obturation des faisceaux diffractés, donc pas de franges de diffraction parasites. Enfin, si l'on augmente le déphasage entre les ondes OE et EO, des couleurs de plus en plus vives apparaissent et l'on rejoint le procédé de la teinte sensible décrit plus haut.

Méthode différentielle. — Nous supposons maintenant l'objet plus large que le dédoublement dû à la biréfringence.

Considérons, par exemple, un objet tel qu'une lame de verre dont les variations d'épaisseur sont faibles par rapport à la largeur des régions où elles sont localisées, de sorte que l'objet considéré est un objet à variation de phase lente. Après l'objet, la lumière traverse comme précédemment un polariscope de Savart L tel que la différence de phase entre un

rayon ordinaire-extraordinaire et un rayon extraordinaire-ordinaire soit égale à π pour le jaune moyen du spectre. Mais cette fois, on choisit une biréfringence telle que le décalage latéral soit petit devant la largeur de l'objet. Les régions A et D entourant l'image d'un détail déphasant de l'objet AD présentent la teinte sensible pourpre (*fig.* 3), puisque,

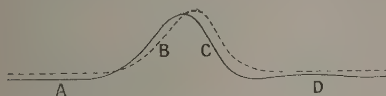


Fig. 3.

dans ces régions, les ondes OE et EO seulement décalées en largeur, restent à la distance $\frac{\lambda}{2}$ l'une de l'autre.

Par contre, dans la région de l'image elle-même, il n'en est plus ainsi. En B et C, par exemple, par suite du décalage latéral, la différence de marche entre les deux ondes OE et EO est modifiée, la teinte sensible vire immédiatement, décelant ainsi les « pentes » de l'objet déphasant.

Principe du microscope interférentiel par double réfraction en lumière blanche. — La figure 4 montre le schéma de l'appareil. Dans le plan focal du condenseur C se trouve la fente F jouant le rôle de source lumineuse. L'objet A, traversé par un faisceau de rayons parallèles, est observé au moyen du microscope proprement dit, composé de l'objectif O_1, d'un verre de champ O_2 et de l'oculaire O_3. L'objectif O_1 est un objectif ordinaire et son foyer-image F' coïncide avec le foyer-objet du verre de champ O_2. Les lames biréfringentes L placées après O_2 sont ainsi traversées par un faisceau de lumière parallèle. Un oculaire O_3

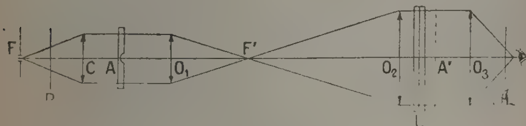


Fig. 4.

de type ordinaire permet d'observer l'image A' de l'objet transparent A. Puisque A' est une image, le dédoublement dû à L se produit aussi bien si A' se forme après L. On peut donc utiliser des oculaire O_3 négatifs et aussi puissants que l'on veut. Le polariseur P peut être placé du côté du condenseur ou, si l'on préfère, collé contre les lames L ou à toute autre place, l'analyseur $\mathfrak{a}$ étant interposé entre l'oculaire et l'œil par exemple. Si le polariseur P est avant le microscope, on peut placer aussi avant celui-ci un compensateur formé par un coin de quartz taillé parallèlement à son axe optique et très mince. En déplaçant le coin, il est possible de régler, à volonté, et d'une façon tout à fait indépendante du microscope, le déphasage entre les ondes OE et EO. Si le polariseur P est placé dans l'appareil, on peut introduire le compensateur entre l'œil et l'oculaire avant l'analyseur.

Remarque sur l'emploi des franges à l'infini du polariscope. — Au lieu d'employer la méthode du dédoublement total en teinte plate, on peut utiliser, pour les mesures, les franges à l'infini. On peut obtenir ce résultat en rapprochant O_2 du foyer F'. Le polariscope ne travaille plus en lumière parallèle et les franges apparaissent. Leurs déformations donnent les variations de phase introduites par l'objet.

Possibilités d'intercaler les lames avant l'objectif. — Rien n'empêche, en principe, de mettre les lames avant l'objectif. On peut opérer, soit en plaçant les deux lames entre l'objet et l'objectif, soit en plaçant une lame avant l'objet et l'autre après.

La préparation est entre les deux lames. — Dans ces conditions, il suffit d'observer l'objet éclairé par l'onde extraordinaire issue de la lame située au-dessous de la préparation. Les vibrations diffractées par l'objet deviennent ordinaires dans la deuxième lame et arrivent, par conséquent, sans déformation dans l'image. L'une des images est donc parfaite. Cette fois, les deux images ne sont plus au point en même temps. En utilisant des lames suffisamment épaisses, la mise au point sur l'image ordinaire peut faire disparaître l'image extraordinaire. On a la sensibilité du dédoublement total sans en avoir les inconvénients.

Emploi d'une lame uniaxe perpendiculaire à l'axe. — On peut obtenir des résultats semblables à ceux qui viennent d'être indiqués en employant une seule lame uniaxe perpendiculaire à l'axe placée avant l'objectif. La méthode ne s'applique qu'au microscope.

SECTION SUD-OUEST.
(Bordeaux.)

SÉANCE DU 17 JANVIER 1952.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

1. — Développement des recherches sur le dichroïsme circulaire et l'Effet Cotton naturel;

par M. Pierre Loudette.

Les recherches de A. Cotton, sur l'inégale absorption des circulaires inverses, l'ont amené à découvrir que les corps possédant cette propriété (*dichroïsme circulaire*), présentent, dans la région d'absorption, une « anomalie » dans la dispersion du pouvoir rotatoire [1].

On sait que, dans les régions de transparence, le

pouvoir rotatoire varie, en général, comme l'inverse du carré de la longueur d'onde (formule de Biot) ou, plus exactement, suivant la formule de Drude

$$\alpha = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

dans laquelle λ_0 représente la longueur d'onde d'absorption maximum. C'est au voisinage et à l'intérieur de la bande d'absorption active, alors que cette formule cesse d'être valable, qu'apparaît l'*Effet Cotton.*

Interprétation du phénomène. — Fresnel avait lié l'activité optique à la biréfringence circulaire (inégale vitesse de propagation pour les circulaires inverses) et établi l'expression classique du pouvoir rotatoire

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda}(n' - n'')l,$$

où n' et n'' sont les indices relatifs aux vibrations circulaires droite et gauche. Cotton a montré que, si le milieu possède, pour les circulaires inverses, des indices d'extinction différents (χ' et χ''), la vibration émergente devient elliptique [2].

Tout se passe comme si, dans la région d'absorption, il fallait considérer l'indice circulaire complexe

$$n = \nu - j\chi$$

donnant, pour l'activité optique, une expression complexe

$$\theta = \alpha - j\beta,$$

avec

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda}(\nu' - \nu'')l \qquad \text{et} \qquad \beta = \frac{\pi}{\lambda}(\chi' - \chi'')l.$$

La mesure du dichroïsme circulaire se ramène donc à la détermination des caractères d'une vibration elliptique (α correspondant à l'orientation du grand axe de cette ellipse et β à son ellipticité).

Mais, dans la région d'absorption, les indices de réfraction présentent l'anomalie de dispersion (c'est-à-dire passent successivement par un maximum et par un minimum quand la longueur d'onde augmente). Aux valeurs différentes des indices d'extinction correspondent, pour les indices de réfraction, des valeurs différentes de l'amplitude de l'anomalie et, par conséquent, pour le pouvoir rotatoire une variation également anormale [3].

Caractéristique de l'Effet Cotton. — Dans la bande d'absorption, le pouvoir rotatoire passe successivement par un maximum et un minimum (ou inversement); le maximum de l'ellipticité correspond au point d'inflexion de la courbe de dispersion.

Les observations de Cotton ont porté sur des solutions actives obtenues en mélangeant des tartrates et des sels colorés, tel que le tartrate de potassium et le bichromate de potassium (*fig.* 1).

A la suite des travaux théoriques de Drude, Bruhat a pu préciser [4] que les longueurs d'onde relatives aux maximum et au minimum du pouvoir rotatoire sont symétriques par rapport à la longueur d'onde; que, pour ces deux longueurs d'onde, l'ellipticité a une valeur moitié de sa valeur maximum et, enfin, que l'ellipticité maximum est égale à la différence des valeurs extrêmes de la rotation.

Le signe de l'ellipticité, considéré comme positif lorsque l'ellipse est droite, est donné par la règle de Natanson [5] que l'on peut énoncer sous la forme très simple suivante : « l'ellipticité a le même signe

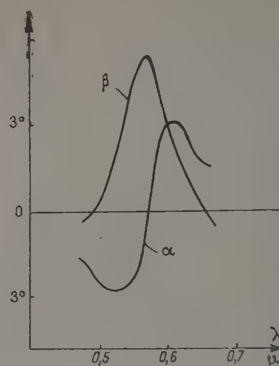


Fig. 1.

que la pente de l'anomalie à l'inflexion, par rapport à la pente moyenne de la courbe de dispersion ».

Résultats expérimentaux. — L'Effet Cotton a été, par la suite, observé dans de très nombreux cas de dispersion rotatoire, comme, par exemple, dans la bande d'absorption du camphre qui se trouve dans le proche ultraviolet [6]. Cet effet a été étudié dans les complexes, en particulier par J. P. Mathieu [7] et son intérêt physicochimique est alors apparu considérable.

C'est que l'Effet Cotton n'existe pas lorsque le centre actif et le chromophore (centre absorbant) sont seulement juxtaposés. Cotton l'a d'ailleurs montré en réalisant des mélanges de fuschine et de saccharose qui ne présentent pas de dichroïsme circulaire dans la bande d'absorption. Au contraire, l'existence de l'Effet Cotton est la preuve d'une structure asymétrique à laquelle participe étroitement le chromophore (liaison non ionisable, en particulier).

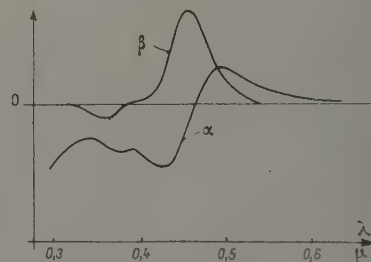


Fig. 2.

L'Effet Cotton a été enfin observé dans des cristaux doués seulement du pouvoir rotatoire de structure, dans les bandes d'absorption électroniques. C'est le cas du sulfate de nickel hexahydraté qui manifeste même un Effet Cotton dans l'infrarouge [8].

Dans bien des cas, il existe un léger « décalage »

entre le maximum de dichroïsme circulaire et le maximum d'absorption [9]. Il y a là un moyen nouveau d'étudier la structure des bandes actives.

Il est enfin intéressant de remarquer que le signe de l'ellipticité n'est pas caractéristique d'une substance déterminée. Bien au contraire, il arrive que deux bandes possèdent des ellipticités de signe contraire. C'est le cas du complexe iodure de chromitriéthylènediamine λ ou des vanadyltartrates alcalins récemment étudiés [10].

Le développement des recherches sur la dispersion du pouvoir rotatoire naturel a donc conduit à préciser le rôle et le caractère des bandes d'absorption actives.

[1] Cotton A. — *Ann. Chim. Phys.*, 7e série, 1896, **8**, 347.
[2] Bruhat G. — *Traité de polarimétrie*, Paris, 1930, p. 249.
[3] Cotton A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1911, **153**, 245.
[4] Bruhat G. — *Ann. Phys.*, 1915, **3**, 232.
[5] Natanson L. — *J. Physique*, 1909, **8**, 321.
[6] Darmois E. — *Ann. Chim. Phys.*, 1911, **22**, 581.
Lowry T. M. et Cutter J. O. — *J. Chem. Soc.*, 1925, **127**, 604.
Kuhn W. et Gore H. K. — *Zeits. Phys. Chem.*, 1931, **12**, 369.
Bruhat G. et Guénard P. — *Rev. d'Opt.*, 1936, **15**, 333.
[7] Mathieu J. P. — *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 1934, **1**, 1713; *Ann. Phys.*, 1935, **3**, 371; *J. Chim. Phys.*, 1936, **33**, 78.
[8] Ingersoll L. R., Rudnick P., Slack F. G. et Underwood N. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 1145.
Mathieu J. P. et Vuldy G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **222**, 223.
[9] Servant R. — *J. Physique Rad.*, 1942, **3**, 90.
[10] Kar B. C. et Roy S. K. — *J. Indian Chem. Soc.*, 1948, **25**, 397.

(*) 2. — Influence du milieu sur le comportement du bleu de méthylène en présence de radiations électromagnétiques ;

par Camille Piffault, Paul Blanquet et Joseph Duhamel.

Les théories radiologiques actuelles font jouer un rôle très important à l'action du milieu et à l'évolution de ses propriétés oxydoréductrices en présence des radiations lumineuses X ou ultraviolettes. Le rôle des ions, ou suivant certains des radicaux H et OH, est au tout premier plan des interprétations et nous avons cherché à étudier le comportement du bleu de méthylène dissous dans l'eau et à mettre en évidence l'éventuelle formation d'un leuco-dérivé, se recolorant spontanément et rapidement à l'air. L'expérience montre, en effet, que des solutions de bleu de méthylène se décolorent à la lumière au bout d'un temps variable.

Conditions expérimentales. — Le domaine des longueurs d'ondes exploré va des radiations γ au proche infrarouge.

Le rayonnement γ était celui de l'iode 131 filtré par 0,2 mm de verre environ.

Le rayonnement X utilisé a été émis par deux types de générateurs :

— Un générateur à tension constante de 180 kV, 8 mA, avec tube à anticathode de tungstène, mis à notre disposition par M. le Professeur J. Reboul et émettant un spectre continu autour de 0,1 Å ;

— Un générateur à tension pulsatoire à 20 kV, 20 mA, avec tube à anticathode de chrome, fournissant un rayonnement filtré par 15 μ d'aluminium, d'environ 0,7 à 1 Å, irradiation en goutte pendante ;

— Une lampe de Kromayer, pour l'ultraviolet aux alentours de 2 500 Å ;

— Une lampe Infraphil pour le visible et l'infrarouge jusqu'à 12 000 Å et au delà.

Les solutions de bleu de méthylène étaient à des concentrations de l'ordre de 0,02 à 0,04 g : l. L'expérience nous a, en effet, appris que les solutions plus concentrées avaient un comportement particulier dont l'étude sortirait du cadre de ce travail. De plus, comme nous le verrons par la suite, nous avons été amenés à étudier des solutions dans la glycérine, où l'on ne peut obtenir de solution homogène qu'à ces concentrations.

Résultats. — Dans tous les cas, l'expérience montre

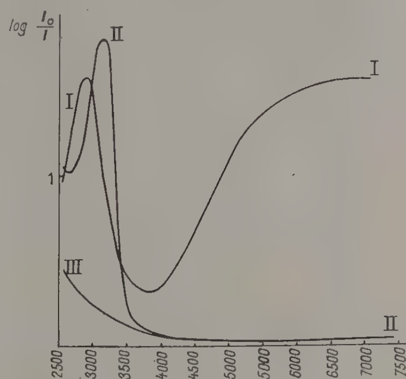


Fig. 1.

I. Bleu de méthylène à 0,1 g : l dans l'eau; II. Leuco-dérivé à 0,1 g : l dans l'eau; III. Bleu de méthylène à 0,01 g : l dans l'eau décoloré aux rayons X.

que l'on arrive à décolorer les solutions lorsque l'on dispose de sources d'intensité suffisante (générateur à rayons X, lumière d'un jour d'été filtré, par les vitres du laboratoire). Nous n'avons jamais observé, dans aucun cas, la formation d'un leuco-dérivé : les solutions pâlissent, mais ne se recolorent pas. On n'arrive, en aucun cas, à une décoloration absolument complète, la solution pâlit beaucoup, mais conserve une très légère teinte vert jaune.

Les résultats sont les mêmes, que l'on opère en absence ou en présence d'oxygène.

Les solutions ont été examinées au spectrophotomètre décrit par A. Lallemand, C. Piffault et P. Blanquet et composé d'un monochromateur et d'une cellule photoélectrique multiplicatrice d'électrons, attaquant directement un galvanomètre. Le domaine exploré va de 2 600 à 6 000 Å, avec les appareils dont nous disposons (tube de Chalonge et monochromateur).

Les résultats sont mis en évidence par la figure 1

qui montre le spectre du bleu de méthylène dissous, avec une bande caractéristique à 2 900 Å, comparé au spectre des solutions irradiées où cette bande a disparu et au spectre d'une solution de leuco-dérivé à la même concentration préparé par voie chimique (action de l'hydrosulfite de sodium).

Comportement des solutions dans la glycérine. — Nous avons étudié, par comparaison, le comportement du bleu de méthylène dans un liquide très faiblement ionisant : la glycérine. Les résultats obtenus sont complètement différents.

a. Lorsque l'intensité de la source lumineuse (générateur à rayons X, Kromayer, Infraphil) est suffisante, on arrive à une décoloration absolument complète. Les sources faibles décolorent sensiblement la solution étudiée (générateur X, rayons γ). A concentration égale et à longueur d'onde égale, les solutions glycériniques se décolorent mieux et plus rapidement que les solutions aqueuses.

En particulier, le visible et l'infrarouge qui décolorent parfaitement la solution glycérinique, sont très peu actifs sur la solution aqueuse.

b. Cette décoloration est due à la formation d'un leuco-dérivé se recolorant spontanément à l'air. Ce

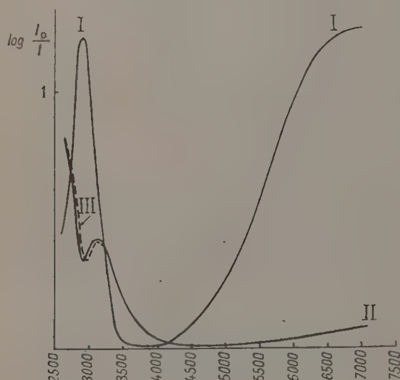


Fig. 2.

I. Bleu de méthylène à 0,037 g : l dans la glycérine; II. Bleu de méthylène à 0,037 g : l dans la glycérine décoloré aux rayons visibles; III. Leuco-dérivé à 0,037 g : l dans la glycérine. Les courbes II et III sont confondues.

phénomène est très net pour des solutions simplement pâlies qui se recolorent en surface grâce à la faible diffusion des molécules colorées dans ce milieu extrêmement visqueux.

Dans le domaine de longueurs d'ondes exploré par notre spectrophotomètre, le spectre d'une solution irradiée incolore coïncide avec celui d'une solution glycérinique de leuco-dérivé préparé par voie chimique [action en milieu glycérinique de l'hydrosulfite sur le bleu de méthylène (*fig.* 2)].

Les courbes montrent un phénomène assez curieux. Le leuco-dérivé glycérinique a perdu la bande à 2 900 Å que conserve la molécule de bleu.

Le spectre de la solution recolorée coïncide exactement avec celui de la solution de départ, ce qui prouve un retour à l'état initial.

Nous n'avons noté aucune différence entre l'action des radiations de courte et de grande longueur d'onde, sur le comportement des solutions.

Interprétation des résultats. — Le comportement des solutions de bleu en milieu aqueux, irréversible, semble bien mettre en évidence une destruction de la molécule sous l'action des quanta lumineux.

En revanche, le comportement en milieu glycérinique déjà signalé par Lazareff est beaucoup plus délicat à interpréter. La formation du leuco-dérivé a lieu même au cours d'une irradiation sous gaz inerte, alors que les théories biologiques font jouer un grand rôle aux gaz dissous dans les équilibres d'oxydo-réduction. La solution incolore se conserve indéfiniment dans ce cas, mais bleuit quasi instantanément en présence d'une trace d'air. La glycérine joue donc un rôle très actif dans le comportement de la solution, peut-être par formation d'un complexe labile. Ce rôle avait été déjà mis en évidence par J. Perrin qui, dans son rapport au Congrès Solvay de 1925, avait étudié thermodynamiquement cette réaction et avait prévu une radiation active de 3,33 μ vérifiée par l'expérience.

Des expériences que nous avons faites, avec une source de lumière visible et filtration par 20 cm d'eau trouble pour éliminer les ultraviolets et les infrarouges [1] autour de 3,2 μ montrent, en fait, une décoloration que nous ne sommes pas, pour le moment, en mesure d'expliquer et dont la clé nous serait peut-être fournie par une exploration spectrale dans l'infrarouge.

Si nous comparons la simplicité des milieux étudiés et les divergences de leur comportement à la complexité des milieux et des textures physicochimiques, biologiques, soumis aux irradiations, on s'aperçoit du chemin qui reste à parcourir et combien la connaissance exacte des réactions des milieux aqueux n'est qu'un canton restreint du domaine qui nous reste à parcourir.

Shektman I. A. L., Krasnovskij A. A. et Vereshchinskij I. V. — *Issledovanié vichvetaniia Metilenovogo golubogo pod deistviem rentgenovskix lutchei. Dokl. Akad. Nauk. S. S. S. R.*, 1950, **74**, n° 4, 767.

[1] L'eau possède, en effet, une bande d'absorption intense dans l'infrarouge vers 32 000 Å.

Le Gérant : Maurice Blondin. 141 233 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

BULLETIN ANALYTIQUE
DU
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

18, rue Pierre-Curie - PARIS V^e^

Pour répondre aux vœux formulés par de nombreux abonnés, le C. N. R. S. a décidé de faire paraître, à dater du 1er janvier 1948, des tirés à part de son Bulletin analytique pour les diverses disciplines qui y figurent.

Ainsi, les utilisateurs ont la faculté, en 1948, de s'abonner au Bulletin analytique complet ou aux tirés à part intéressant plus particulièrement leur domaine d'activité.

AVIS TRÈS IMPORTANT

A la suite de la modification de la *Revue bibliographique* du Journal de Physique, une entente a été réalisée avec le C. N. R. S. pour fournir aux membres de notre Société soit l'abonnement au Bulletin analytique complet, soit l'abonnement aux tirés à part des diverses disciplines à un tarif réduit (50 %).

Les Membres de la Société qui désireront bénéficier de ces tarifs de faveur, sont priés de demander une attestation de leur qualité de Membre à M. MARANDON, 61, avenue de l'Observatoire, Paris XIVe, en joignant un timbre pour la réponse.

Tout renseignement complémentaire peut être demandé au BULLETIN ANALYTIQUE du C. N. R. S., 18, rue Pierre-Curie, Paris V^e^.

TARIFS

FASCICULES	PRIX DE L'ABONNEMENT — AUX PERSONNES NON MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ	PRIX DE L'ABONNEMENT — POUR LES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ
	FRS	FRS
Mathématiques pures et appliquées - Mécanique - Physique mathématique	450	225
Astronomie - Astrophysique - Physique du Globe	600	300
Généralités sur la Physique - Thermodynamique - Chaleur - Optique - Électricité et Magnétisme	750	375
Physique corpusculaire - Structure de la matière	225	112,50
Chimie générale - Chimie physique	225	112,50
Chimie minérale - Chimie organique - Chimie appliquée - Métallurgie	1500	750
Sciences de l'Ingénieur	1000	500
Minéralogie - Pétrographie - Géologie - Paléontologie	450	225

LISTE DES OUVRAGES

Publiés par la *Société française de Physique*

	PRIX Pour les membres de la Société (1).
1° *Bulletin des Séances de la Société française de Physique.* — Chaque année séparément...	200 fr.
2° *Journal de Physique.* — Chaque année de 1896 à 1910...	500 »
— Le numéro de 1911 à 1919 (2)...	50 »
3° Table du *Journal de Physique* (1872-1901)...	150 »
4° *Procès-verbaux et Résumés des Communications.* — Chaque année jusqu'en 1939...	150 »
5° *Collections de Mémoires relatifs à la Physique.*	
Tome I. — *Mémoires de Coulomb* (publiés par les soins de M. Potier). Grand in-8, avec figures et planches; 1884...	150 »
Tome II. — *Mémoires sur l'Électrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Œrsted, Ampère, Arago, Davy, Biot et Savart, Fresnel, G. et A. de La Rive, Faraday, Savary. Grand in-8, avec figures et planches; 1885...	150 »
Tome III. — *Mémoires sur l'Électrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Ampère et Weber. Grand in-8, avec figures; 1887...	150 »
Tome IV. — *Mémoires sur le Pendule*, précédés d'une *Bibliographie* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de La Condamine, Borda, de Prony, Kater, Bessel. Grand in-8, avec figures et 7 planches; 1889...	150 »
Tome V. — *Mémoires sur le Pendule* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de Bessel, Sabine, Bailly, Stockes. Grand in-8, avec figures et planches; 1891.	150 »
6° *Recueil de données numériques.* — *Optique*, par H. Dufet.	
Tome I. — *Longueurs d'onde, Indice des gaz et des liquides*, in-8...	200 »
Tome II. — *Propriétés optiques des solides*, in-8...	200 »
Tome III. — *Pouvoirs rotatoires, Couleurs d'interférence* (supplément), in-8...	200 »
7° *Rapports du Congrès international de Physique* (1900).	
Tomes I, II et III (chaque volume)...	250 »
Tome IV...	100 »
Les quatre volumes ensemble...	800 »
8° *Conférences faites en 1912.* — *Idées modernes sur la constitution de la matière*...	150 »
9° *Etat actuel des Industries électriques* (1906)...	150 »
10° *Conférences faites en 1913-1914.* — *Idées modernes sur la constitution de la matière*...	150 »
11° *Livre du Cinquantenaire de la Société française de Physique*...	br. 45 »
12° *Centenaire de Fresnel*...	50 »

(1) S'adresser directement à M. Marandon, 61, avenue de l'Observatoire, Paris (14e), Odéon 04-20.
(2) Sauf les années 1915 et 1918 qui n'ont pas paru, ainsi que les numéros août 1919 à décembre 1919.

Frais d'envoi et d'emballage en sus.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 15 FÉVRIER 1952.

Présidence de M. Portevin.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

1. — Étude des modifications ordre-désordre dans les alliages binaires ;

par G. Fournet.

Rappel et définition des phénomènes. Exposé des différentes théories (Bragg, Williams, Borelius, Bethe, Fowler et Guggenheim, Takagi, Yvon, Kikuchi). État actuel de ces théories et des vérifications expérimentales. Lien entre les théories de l'ordre-désordre et celles du ferromagnétisme. Équation d'état et phénomène ordre-désordre (Kikuchi).

2. — Étude interférométrique de l'émission radioélectrique du soleil sur 3 cm de longueur d'onde ;

par J. Arsac
(École Normale Supérieure).

Le problème de la vérification expérimentale des résultats théoriques sur la répartition de la température électronique apparente du soleil sur la surface du disque solaire. Essai de réalisation, par transposition au domaine des ondes électromagnétiques de courte longueur d'onde (3 cm) du dispositif de Michelson pour la mesure du diamètre apparent des étoiles.

Étude d'un interféromètre à deux antennes d'écartement variable. Facteurs limitant la précision des mesures.

SÉANCE DU 21 MARS 1952.

Présidence de M. A. Portevin.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Abragam (Anatole, D. Phil.) (Oxford), Ingénieur au C. E. A., 36 *bis*, avenue de Verdun, Croissy-sur-Seine (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Yvon et A. Herpin.

Baller (Melwin D.), Air technical Liaison Officer, Ambassade des États-Unis, 58 *bis*, rue de La Boétie, Paris (8e), présenté par le Général Libessart et M. Vodar.

Bayle-Bodin (Maurice), Agrégé de Physique, Stagiaire de recherche au C. N. R. S., 153, avenue du Général-Leclerc, Bourg-la-Reine (Seine), présenté par MM. Jacquinot et Soutif.

MM. Cazenave (René), Docteur ès Sciences mathématiques, Ingénieur radio E. S. E., Ingénieur à la Direction des Recherches de la Société L. T. T., 13, avenue des Marronniers, Fontenay-sous-Bois (Seine), présenté par MM. Louis de Broglie et G. Dupouy.

Charles (Daniel), Docteur ès Sciences, Ingénieur chef de section à la Compagnie générale de T. S. F., 5, rue Jean-Moulin, à Nogent-sur-Marne (Seine), présenté par MM. Warnecke et Guénard.

Chartier (Charles), Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers, 1, boulevard Anatole-France, Poitiers (Vienne), présenté par MM. Cotte et Destriau.

Dautreppe (Daniel), Licencié ès Sciences, Ingénieur E. S. E., Stagiaire de recherche au C. N. R. S., 26, avenue Berthollet, Aulnay-sous-Bois (Seine), présenté par MM. Jacquinot et Soutif.

Derouet (Brice), Ingénieur contractuel du Génie maritime, 6, rue des Princes, Boulogne-sur-Seine (Seine), présenté par MM. P. Jacquinot et Y. Rocard.

Dionisio (J. S. Sant'anna), Licencié ès Sciences, Cité Universitaire, Collège d'Espagne, 9, boulevard Jourdan, Paris (14e), présenté par MM. Cetincelik et P. Jacquinot.

Gautier (Michel), Licencié ès Sciences, Physicien au Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, Sèvres (Seine-et-Oise), présenté par MM. Ch. Volet et L. Terrien.

GIUSEPPE (Lovera), Professeur de Physique supérieure, Istituto di Fisica dell' a Università di Modena (Italia), présenté par MM. L. Barbanti-Silva et P. Jacquinot.

HOROWITZ (Jules), Ingénieur, 8, avenue de la Porte-de-Châtillon, Paris (14e), présenté par MM. J. Yvon et A. Herpin.

LANSRAUX (Guy), 4, villas Bisontines, Besançon (Doubs), présenté par MM. Fleury et A. Maréchal.

LÉAUTÉ (André), Professeur de Physique à l'École Polytechnique, 5, rue des Ursulines, Paris (5e), présenté par MM. Portevin et Pérard.

MERCIER (Claude), Ingénieur de l'École Centrale des Arts et Métiers, Licencié ès Sciences, 84, rue de Rennes, Paris (6e), présenté par MM. J. Yvon et A. Herpin.

MÉRIAUX (Suzanne), Assistante de Recherches à l'Institut national de la Recherche agronomique, 32, rue Jacques-Cellerier, Dijon (Côte-d'Or), présenté par MM. Simon et Bouchard.

NOMARSKI (Georges), Ingénieur E. S. O., Attaché de Recherches du C. N. R. S., 40, rue Fondary, Paris (15e), présenté par MM. P. Fleury et A. Maréchal.

PAPINEAU (André), Licencié ès Sciences, Ingénieur au C. E. A., 30, rue Castagnary, Paris (15e), présenté par M. A. Berthelot et Mme Faraggi.

PAPINEAU (Lily), Ingénieur au C. E. A., 30, rue Castagnary, Paris (15e), présenté par M. A. Berthelot et Mme Faraggi.

SCHUHL (Claude), Ingénieur au C. E. A., 8 *bis*, rue de La Terrasse, Paris (17e), présenté par M. Berthelot et Mme Faraggi.

TROCHERIS (Michel), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur au C. E. A., 28, rue Barbet-de-Jouy, Paris (7e), présenté par MM. J. Yvon et A. Herpin.

SOCIÉTÉ J. VISSEAUX, 103, rue Lafayette, Paris (9e), présenté par MM. P. Jacquinot et E. Marandon.

La Communication suivante a été présentée :

Influence du spin et du moment magnétique du noyau sur la structure des raies dans le domaine des rayons X;

par D. CURIE, M. FRILLEY, S. KICHENASSAMY et M. VALADARÈS.

On a considéré primitivement l'interaction entre le noyau et le cortège électronique comme réduite aux seules forces électrostatiques. Des interactions plus complexes se sont manifestées dans l'étude des transformations radioactives : conversion interne, capture, etc.

Le mode d'interaction que nous avons étudié se présente dans les atomes stables. Le moment magnétique et le spin du noyau créent une structure hyperfine des niveaux électroniques, bien connue dans les spectres optiques. La théorie actuellement admise permettrait de penser que cette influence pourrait aussi être mise en évidence expérimentalement dans les spectres K de rayons X de certains éléments pour lesquels les raies devraient se trouver élargies. L'expérience nous ayant prouvé qu'il n'en est pas ainsi, une nouvelle étude théorique nous a permis de montrer pourquoi cet effet se trouve masqué.

Au cours de cette étude, nous avons observé que la variation de largeur des raies en fonction de Z suivait une loi en Z^3, tandis que la théorie prévoyait une loi en Z^4. Une étude théorique tenant compte de l'effet Auger a permis d'établir une formule qui s'accorde avec l'expérience.

M. FRILLEY a exposé la technique et les résultats expérimentaux de cette étude.

D. CURIE a indiqué la théorie modifiée de la largeur des raies spectrales qui permet d'expliquer l'absence de l'effet hyperfin attendu.

S. KICHENASSAMY a traité de la loi de variation en Z^3 de la largeur des raies.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 29 FÉVRIER 1952.

La séance est présidée par M. PORTEVIN et par M. LEPRINCE-RINGUET.

Quatre Communications ont été présentées.

1. — Communication sur le méson Kappa;

par M. LEPRINCE-RINGUET.

Nous avons été amenés à nous occuper du problème du méson K au laboratoire de l'École Polytechnique à la suite de travaux effectués sur le spectre de désintégration du méson μ.

Ce spectre a été étudié en particulier à la chambre de Wilson par Lagarrigue et Peyrou, les résultats sont en bon accord avec ceux de Leighton et Anderson et les complètent. La comparaison des résultats expérimentaux avec le travail théorique de Michel sur la transformation $\mu \rightarrow e + 2$ neutrinos a fourni des renseignements intéressants sur l'interaction entre les quatre fermions.

Un autre travail a été effectué sur le même sujet par le groupe des émulsions photographiques : on observe la transformation $\mu - e$ dans les émulsions exposées aux rayons cosmiques et l'on peut connaître le spectre de l'électron en mesurant le « scattering »

de la trace électronique ce qui donne, on le sait, la valeur du produit $p\beta$ de la quantité de mouvement par le rapport de la vitesse de la particule à celle de la lumière.

Or, nous avons observé quelques valeurs anormales dans l'énergie de la particule de désintégration. Auparavant déjà, O'Ceallaigh [1], au laboratoire du Professeur Powell, à Bristol, avait observé deux cas dans lesquels il ne pouvait s'agir de la transformation $\mu - e$, malgré l'apparence du phénomène : l'effet était attribuable à la désintégration d'une particule plus lourde que le μ (environ 1200 fois la masse de l'électron) donnant en fin de parcours une particule rapide identifiée dans l'un des deux cas comme étant un méson μ. La particule lourde a été désignée sous le nom de méson K (Kappa).

Nous avons publié l'observation d'un troisième phénomène [2] qui s'explique de la même manière. Ce qui est remarquable dans notre observation, c'est que la longueur du secondaire est très grande (plus de 20 000 μ), ce qui permet une bonne mesure de son $p\beta$ qui est trouvé égal à 185 MeV/c à 10 pour 100 près environ : de toutes façons, la quantité de mouvement correspondante est très supérieure à la limite de 55 MeV/c connue pour l'électron de désintégration du méson μ.

Le primaire a une masse de l'ordre de 1000 fois la masse de l'électron sans qu'il soit possible de donner une grande précision à cette mesure.

Depuis cette époque, trois autres mésons K ont été signalés au Congrès de Bristol de décembre 1952 [3] et un septième a été obtenu par Levi-Setti (Communication privée). Dans un des cas, le secondaire a pu être caractérisé comme étant un méson μ.

Si l'on admet, ce qui est probable, que toutes ces observations se rapportent à un phénomène unique, on doit considérer que ce méson K donne un spectre continu de mésons μ, tout comme le méson μ donne un spectre continu d'électrons. On doit donc supposer que *deux* particules neutres au moins sont émises en même temps que le méson μ et il est naturel d'admettre que ces particules sont deux neutrinos. Le même schéma pourrait être invoqué pour les deux transformations :

$$K \rightarrow \mu + \nu + \nu \qquad \text{et} \qquad \mu \rightarrow e + \nu + \nu.$$

Des calculs sont en cours (Michel) pour trouver le spectre d'énergie du méson μ provenant de la désintégration du K avec l'hypothèse que cette dernière est due à une interaction directe entre les quatre fermions.

Si les déductions des calculs de Michel sont confirmées par l'expérience (forme du spectre, valeur de la vie moyenne), on aura là une indication sur le spin du méson K qui serait demi-entier et sur le caractère de faible interaction de ce méson avec les nucléons.

[1] O'Ceallaigh. — *Phil. Mag.*, sept. 1951.

[2] Crussard J., Mabboux C., Morellet D. et Trembley J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 84.

[3] Arkin-Lecourtois Mlle A. — *C. R. du Congrès de Bristol*, décembre 1951.

2. — Étude d'un cas de désintégration du méson Kappa observé dans l'émulsion photographique ;

par M. J. Crussard, Mlle A. Lecourtois, MM. C. Mabboux, D. Morellet et J. Trembley.

Communication présentée par M. C. Mabboux.

Au cours du dépouillement d'une émulsion épaisse (600 μ, Ilford G5) exposée au rayonnement cosmique durant un vol de ballons qui atteignit 35 000 m d'altitude, le phénomène suivant a retenu notre attention :

Une particule chargée présentant plutôt l'aspect d'un proton que celui d'un méson ordinaire, venant du support de verre de l'émulsion, s'arrête dans celle-ci après avoir effectué un parcours de 1300 μ. Le point d'arrêt coïncide avec le départ d'une branche ayant 25 000 μ de long, dont l'ionisation est sensiblement constante et voisine de la valeur minimum. Cette branche secondaire sort de l'émulsion par la tranche. Le scattering de la particule secondaire a été mesuré séparément en projection sur un plan horizontal, puis sur un plan vertical. La longueur exceptionnelle de la portion de trajectoire utilisable pour les mesures (20 000 μ) a permis d'obtenir, dans les deux cas, une bonne détermination du produit de la quantité de mouvement p par la vitesse βc de la particule.

Le scattering horizontal donne

$$p\beta c = 182 \pm 15 \text{ MeV}.$$

Le scattering vertical donne

$$p\beta c = 202 \pm {}^{38}_{28} \text{ MeV}.$$

Ces deux résultats étant statistiquement indépendants, il est permis de les composer en calculant la moyenne pondérée, ce qui donne

$$p\beta c = 185 \pm {}^{20}_{17} \text{ MeV}.$$

Compte tenu du fait que la vitesse de la particule secondaire est voisine de βc, puisque l'ionisation est minimum à 10 pour 100 près, il est facile de calculer une limite supérieure de sa masse, soit 300 masses électroniques, valeur à peine supérieure à celle du méson π.

Par ailleurs, la perte d'énergie observée le long de son parcours n'est pas significative, ce qui est en faveur d'une masse plus lourde que celle de l'électron. Il est donc raisonnable d'identifier cette particule au méson μ.

Le bilan d'énergie et d'impulsion montre que la masse de la particule primaire capable de donner un secondaire ayant le $p\beta c$ trouvé est d'au moins 600 masses électroniques. Ceci exclut toute assimilation de ce phénomène à une désintégration du type $\mu \rightarrow e$ ou à une étoile provoquée par la capture d'un méson π ou μ négatif par un noyau.

La faible longueur et la forte inclinaison de la trace laissée par la particule primaire ne permettent pas une détermination précise de sa masse. Cepen-

dant, plusieurs séries d'estimations en ont été faites à partir des observations suivantes :

1° Étude corrélative du scattering et du parcours restant (scattering latéral et scattering vertical);

2° Étude de la variation de l'ionisation en fonction du parcours restant (comptage de lacunes et densitométrie photoélectrique).

L'ensemble des résultats obtenus, tant en valeur absolue que par comparaison avec le comportement des particules de masses connues, nous a conduit à attribuer à la masse de la particule primaire une valeur intermédiaire entre celle du méson π et celle du proton, la valeur $1000 \pm ^{500}_{350}$ masse électronique pouvant lui être attribuée.

L'ensemble de ces observations confirme l'hypothèse que nous sommes en présence d'un nouveau cas de désintégration de méson lourd du type Kappa.

3. — Analyseur d'impulsions à dix canaux;

par MM. M. Langevin et G. Allard.
(Laboratoire de Chimie nucléaire
du Collège de France).

Ce dispositif, utilisant un tube à faisceaux laminaires, a été réalisé pour l'étude de la répartition des impulsions données par un compteur à scintillations ou un compteur proportionnel.

Ces impulsions sont classées par amplitude, en dix canaux distincts et de même largeur.

V_1 : ECC 40, V_2 : EBC 41, V_3 : EL 41, V_4 : EF 42, V_5 : ECC 40, V_6 : tube à faisceau laminaire.

Le schéma de principe de l'appareil est représenté ci-dessus.

Cette Communication a fait l'objet d'une Note aux Comptes-rendus de l'Académie des Sciences du 28 janvier 1952.

Les auteurs sont à la disposition des personnes intéressées par la réalisation d'un tel appareil et signalent que les Laboratoires de Physique et d'Électronique appliquée ont accepté, sur leur demande, de réaliser un appareil similaire.

Les auteurs prient MM. Champeix et Pietri, des Laboratoires d'étude et de Physique appliquées, Valladas et Wahl, du Service des constructions électriques du C. E. A., ainsi que M. Lallemand, de l'Observatoire de Paris, d'accepter leurs remerciements pour l'aide matérielle et les conseils qui ont permis la réalisation d'un tel appareil.

4. — Chambre de Wilson à autocommande interne;

par MM. H. de Laboulaye, C. Tzara,
J. Studinowski
(Service de Physique nucléaire
du Commissariat à l'Énergie atomique).

Les auteurs décrivent la réalisation d'une chambre de Wilson à autocommande interne : un système d'électrodes placé dans la chambre collecte les électrons libérés par un phénomène ionisant. Le signal correspondant est utilisé pour déclencher la détente, la condensation se produisant sur les ions positifs.

Les expériences de mise au point ont permis de visualiser des phénomènes très voisins de ceux qui se passent dans les compteurs proportionnels.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 7 MARS 1952.

M. A. DE GRAMONT préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Sur les propriétés optiques des couches multiples alternées ;

par M. N. CABRERA.

L'on montrera comment l'étude préalable des modes de propagation dans un milieu indéfini de couches alternées peut faciliter l'étude des propriétés d'un nombre limité de couches. L'on considérera aussi les incidences obliques et l'on soulignera quelques applications possibles.

Cette *Communication a été suivie d'une discussion à laquelle ont participé* MM. DUFOUR et KASTLER.

2. — Interféromètre autocompensé pour l'étude des couches minces ;

par M. CAGNET
(Institut d'Optique).

La couche étudiée recouvre partiellement un miroir sur lequel se réfléchit un faisceau après traversée de la première lame et avant traversée de la seconde lame d'un interféromètre Fabry-Pérot. Les franges de superposition obtenues par double traversée de ce système sont exactement compensées. Leur examen permet de déterminer le déphasage introduit par la couche mince. L'angle d'incidence sur cette couche est quelconque. La lumière employée peut être blanche ou grossièrement monochromatique.

3. — Présentation du photomicroscope universel O. P. L. ;

par M. A. DE GRAMONT.

Statif inversé, photographie à l'aide d'une chambre 24 × 36; éclairage épiscopique (fond clair ou noir), diascopique (fond clair ou noir), polarisation, contraste de phase.

SECTION CENTRE-OUEST.
(Poitiers.)

SÉANCE DU 19 JANVIER 1952.

M. COTTE préside.

La Communication suivante a été présentée :

Étude des perturbations cristallines produites dans les métaux par des efforts alternés ;

par M. Paul LAURENT
(École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique).

Dans cette étude, j'ai recherché quel était le mode de formation et de progression des glissements et des fissures dans les cristaux métalliques sous l'action des efforts alternés. Le principal moyen d'investigation utilisé a été la microscopie métallographique :

J'ai mis au point une petite machine de fatigue dont les caractéristiques essentielles sont les suivantes :

— fréquence pouvant varier de 1000 à 20 000 c/mn;
— possibilité d'effectuer des essais divers en torsion et en flexion;
— utilisation d'éprouvettes de dimensions variables.

Le choix de la forme de l'éprouvette a été essentiel. Il fallait, en effet, utiliser des éprouvettes présentant de grandes surfaces planes pour les observations microscopiques. Par ailleurs, la répartition des contraintes devait être uniforme sur ces surfaces. Enfin, les contraintes devaient être maxima à la surface pour que le début des perturbations soit observable.

L'éprouvette en forme de bande prélevée dans une tôle et soumise à des torsions alternées répond parfaitement à ces trois conditions. De même, l'éprouvette de forme triangulaire soumise à des flexions alternées.

L'*aluminium* a été le principal métal examiné par cette méthode. La résistance dynamique du *métal écroui* est fonction de l'orientation de l'axe de torsion de l'éprouvette par rapport à la direction de laminage avec un maximum quand ces deux directions sont parallèles. L'aspect des cassures est caractéristique (cassures en escalier). Le *métal recuit* ne présente évidemment pas cette anisotropie.

Pour les examens microscopiques, j'ai utilisé des éprouvettes polies électrolytiquement et l'essai de fatigue était interrompu de temps à autre pour suivre les modifications superficielles.

L'influence de l'écrouissage est primordiale.

La fissuration du *métal écroui* se produit suivant les directions des contraintes de cisaillement maximum, les limites des grains et la texture orientée de ceux-ci ne jouant aucun rôle. Il n'apparaît pas de bandes de glissements et les perturbations sont réparties uniformément à la surface de l'éprouvette.

La fatigue du *métal recuit* se manifeste de façon bien différente et le phénomène doit être étudié à l'échelle du grain cristallin. Des bandes de glissement apparaissent dans les grains en accord avec les lois bien connues du glissement. Les « slip-bands » obtenues par des efforts alternés sont mieux marquées et plus régulières que celles produites par des efforts continus. Elles apparaissent sous des taux de contraintes très faibles et se développent progressivement au cours de l'essai. Par ailleurs, on observe aux frontières des grains d'importantes perturbations qui sont dues à des interactions entre cristaux voisins. En parti-

culier, lorsque la valeur des contraintes appliquées est très élevée, il se produit un véritable déchaussement des grains et nous obtenons une macrographie de l'éprouvette d'aspect très caractéristique.

J'ai appliqué cette méthode d'essai à la détermination rapide de la limite de fatigue de l'aluminium écroui et à l'étude de la transformation du métal de l'état écroui à l'état recuit.

L'examen détaillé de chaque grain d'aluminium recuit m'a permis d'observer des aspects très particuliers de bandes de glissement :

— apparition d'un quadrillage régulier de maille égale à 2 μ;

— répartition des bandes de glissement en chevrons qui mettent en évidence une sous-structure du grain à l'échelle de 0,2 mm (macromosaïque);

— groupement des glissements en larges bandes régulièrement espacées.

Tous ces phénomènes montrent que dans quelques monocristaux il existe une certaine périodicité de la texture à une échelle beaucoup plus grande que la maille cristalline.

L'étude de la fatigue de l'aluminium sous l'action des flexions alternées m'a permis de retrouver un comportement tout à fait analogue pour le métal recuit, alors que pour le métal écroui le mode de fissuration est beaucoup moins caractéristique qu'en torsion alternée.

Avec le *fer Armco*, j'ai étudié l'influence de nouveaux facteurs au cours d'essais en torsion alternée.

L'anisotropie observée dans la résistance dynamique des éprouvettes disparaît lorsqu'une mince couche superficielle de 5 μ d'épaisseur au plus est enlevée par dissolution électrolytique. Une telle influence de l'état de surface ne peut pas être mise en évidence par les essais mécaniques ordinaires.

La largeur de l'éprouvette influe également sur la tenue de celle-ci aux efforts alternés.

Un facteur très important est l'élévation de température qui se produit pendant l'essai. Cet échauffement est fort nuisible et la rupture a toujours lieu dans la zone centrale de l'éprouvette où la température est la plus élevée.

J'ai abordé l'étude de l'influence de la vitesse d'essai et trouvé que dans les conditions expérimentales que j'utilise la rupture survient d'autant plus vite que la vitesse est plus élevée. Ceci est encore en relation avec l'échauffement de l'éprouvette qui est proportionnel à la vitesse d'application des efforts alternés.

L'étude métallographique du fer est assez délicate, par suite de l'oxydation des surfaces. Le métal écroui se fissure comme l'aluminium suivant les directions des contraintes de cisaillement maximum. Pour le métal recuit, les directions de fissuration sont quelconques et les frontières des grains semblent présenter une moindre résistance.

J'ai enfin appliqué cette technique à un alliage aluminium-cuivre à 4 pour 100 de Cu. Le mode de fissuration est fort différent suivant le traitement thermique subi par le métal. Après recuit et refroidissement très lent, la fissuration est uniquement intergranulaire. Après trempe et durcissement par revenu, la fissuration est, au contraire, transgranulaire.

Grâce à cette méthode de travail, j'ai pu observer avec précision le mécanisme de la fatigue dans quelques métaux. L'application de ce procédé d'essai à d'autres métaux me permettra sans doute de mettre en évidence de nouveaux phénomènes.

Cette étude (*Thèses Sciences Physiques*, Paris, 1951) est publiée dans la Collection des Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, 1952.

SÉANCE DU 3 FÉVRIER 1952.

M. Cotte préside.

Après une Conférence de M. Jacquesson sur *l'utilisation des figures de pôles de rayons X*, M. Manenc a présenté la Communication suivante :

Modification de la texture de monocristaux soumis aux laminage;

par M. Jack Manenc,
Attaché de Recherches, Poitiers.

La texture d'un métal soumis à une déformation plastique sévère est profondément modifiée. Il y a formation d'une texture d'orientation privilégiée dont l'importance n'est plus à démontrer.

Pour l'aluminium laminé, on obtient, après un écrouissage de 95 pour 100, une double texture : [112], direction de laminage; (110), plan de laminage, et [111], (112).

D'autres orientations ont été observées, mais certaines seulement transitoires.

Le laminage, d'un monocristal obtenu par la méthode de Carpenter et Elam, à partir d'une tôle d'aluminium 99,5 de 4 mm d'épaisseur et l'étude aux rayons X par transmission ont montré la formation progressive de la texture classique de laminage qui est nettement marquée après un écrouissage de 95 pour 100.

Les figures polaires pour différents états mettent en évidence une réorientation du métal, la texture des couches superficielles étant différente de l'ensemble. L'étude du métal à l'aide des piqûres de corrosion sur le plan normal à la direction transversale de laminage fait ressortir la division du métal en deux zones d'orientation différente.

Un autre monocristal obtenu par la même méthode que le précédent à partir d'une tôle de 99,99 et dont l'orientation était : (110), plan de laminage, [100], direction de laminage (orientation théoriquement stable à compression pure), a été laminé progressivement et étudié par micrographie sur le plan normal à la direction transversale de laminage. Cette étude a montré la stabilité des lignes de glissement coïncidant avec les directions [112] symétriques par rapport à la direction du laminage du cristal non écroui. L'orientation générale reste la même, sauf sur les faces où les pertur-

bations et la dispersion sont grandes. Parallèlement à cette étude micrographique, une étude de la texture par couche plane dans la masse du métal a été réalisée pour un taux de laminage de 75 pour 100.

Les méthodes classiques n'étant pas utilisables pour ce genre d'étude, j'ai employé la méthode de l'incidence rasante pour construire les figures polaires de la texture des couches planes d'épaisseur 0,02 mm mises à nu par dissolution chimique des couches supérieures.

La méthode d'obtention des figures polaires sous l'incidence rasante emploie la technique de l'enregistrement continu sur film plan de sections d'anneaux de Debye-Scherrer, par synchronisation de la rotation de l'éprouvette autour de la normale à sa face et de la translation du film. L'emploi d'un écran à deux ouvertures en quart de cercle permet l'obtention sur un même diagramme des figures polaires relatives aux plans [111] et [200]. Le faisceau X filtré par du nickel pour l'anticathode de cuivre est incliné de 5° sur le plan de l'éprouvette.

La sphère des pôles ne peut être entièrement explorée, mais seule une bande équatoriale étroite reste dans l'ombre, ce qui est un progrès sur la méthode en retour qui permet aussi l'étude de couches minces, mais qui est plus limitée. Un calcul simple donne la valeur exacte de l'arc de grand cercle, correspondant à cette zone, soit n cet arc

$$\sin n = \frac{\sin \alpha}{2 \sin \theta},$$

$\frac{\pi}{2} - \alpha$ est l'angle du faisceau incident avec l'arc de rotation de l'éprouvette, θ est l'angle de Bragg pour la longueur d'onde et la famille de plans réticulaires étudiés; la restitution des diagrammes se fait simplement par superposition d'une grille et report sur un canevas stéréographique approprié.

Cette méthode a l'avantage de réduire les manipulations et les opérations de dépouillement de trop nombreux diagrammes.

Le temps de pose est de l'ordre de 8 h avec un anticathode de Cu et le dépouillement du diagramme au maximum de 1 h.

L'application de la méthode au monocristal précédent, a permis de voir que, pour une réduction d'épaisseur de 75 pour 100, le métal garde au centre de l'éprouvette, une texture sensiblement monocristalline, la désorientation n'étant pas supérieure à 10°, tandis que les couches supérieures ont une texture plus perturbée.

La dispersion correspond à une rotation dans le plan normal à la direction transversale et contenant la direction de laminage, faible au centre elle atteint, sur la zone superficielle, 55°.

Pour des réductions d'épaisseurs plus importantes, on constate sur les faces, la formation d'une double texture superposée à la dispersion déjà trouvée :

La première est celle du monocristal initial, l'autre s'en déduit par une rotation de 55° autour de la direction transversale, soient [100], direction de laminage; (110), plan de laminage et [111], (112).

Conclusion. — L'étude de la déformation d'un monocristal montre que la texture finale de laminage est sensiblement la même que celle obtenue à partir d'un agrégat polycristallin. Cependant, au centre d'un monocristal d'orientation [110], plan de laminage; (100), direction de laminage, la déformation, pour une réduction d'épaisseur de 75 pour 100 du métal, est celle que l'on obtiendrait en compression pure. Cette étude du monocristal par couches successives n'a été possible que par l'emploi de la méthode à enregistrement continu sous l'incidence rasante en restreignant au minimum le temps nécessaire pour chaque étude.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 15 FÉVRIER 1952.

M. Gorodetzky préside.

Les deux Communications suivantes sont présentées :

1. — Réactions induites par tritons dans une plaque photographique chargée au lithium;

par P. Cüer et D. Magnac-Valette.

Les réactions induites par tritons pourraient être étudiées comme les réactions induites par deutons au moyen de noyaux de tritium accélérés, si nous disposions de tritium. Mais ce dernier se trouvant en quantité infime dans l'hydrogène naturel, ne peut être obtenu de façon massive qu'en bombardant du Li^6 avec les neutrons ralentis d'une pile extrêmement puissante au moyen de la réaction



(1) $$Li_3^6 + n_0^1 \rightarrow H_1^3 + He_2^4 + 4{,}64 \text{ MeV}.$$

Ces moyens n'étant pas à notre disposition, nous avons cherché à obtenir des tritons de façon indirecte à partir des deutons du générateur de Strasbourg [1]. On peut bombarder du Li^6 avec les neutrons de la réaction



$$Be_4^9 + H_1^2 \rightarrow n_0^1 + B_5^{10}$$

ralentis dans la paraffine, mais ce procédé présente plusieurs inconvénients (dispersion des neutrons, passage par deux réactions successives, énergie des tritons assez basse).

Nous avons préféré produire les tritons directement en envoyant des deutons sur une cible de béryllium :



$$H_1^2 + Be_4^9 \rightarrow Be_4^8 + H_1^3 + 4{,}53 \text{ MeV}.$$

(1) Les expositions ont pu être réalisées grâce aux facilités accordées par M. S. Gorodetzky, directeur de l'Institut de Recherches nucléaires de l'Université de Strasbourb,

Une première expérience commencée en novembre 1950 sans champ magnétique a permis d'éliminer tous les autres produits de désintégration du béryllium (fenêtre, choix de la tension), excepté les neutrons rapides qui gênaient beaucoup l'observation des réactions déterminées par tritons.

Nous avons repris l'expérience en triant les tritons par un champ magnétique. Les deutons de 1,25 MeV sont reçus sur une cible inclinée à 45° sur leur direction et les produits de désintégration sont recueillis à 90° et séparés par un champ magnétique; les tritons sont déviés à 15°, puis envoyés à la sortie du champ dans un tube de 1 m de longueur au bout duquel on peut placer, soit une plaque chargée où les tritons ont une certaine probabilité de produire des désintégrations, soit une cible qui renvoie les produits de désintégration sur une plaque placée à proximité (¹).

Nous nous proposons ici l'étude de plaques E 1 chargées au Li qui ont été placées à l'extrémité du tube et inclinées à 7° sur la direction des tritons. On a recueilli sur chaque plaque 300 000 tritons en 1 h. Pour obtenir un tel rendement, nous avons accepté, sur la cible de béryllium, les deux faisceaux de deutons, l'atomique (1,25 MeV) et le moléculaire qui donne, à l'arrivée sur la cible, des deutons d'énergie moitié. Il en résulte une certaine dispersion de l'énergie des tritons encore accrue par le fait que la cible de béryllium a été choisie épaisse pour accroître le rendement.

Les tritons d'énergie 3,8 MeV ± 0,4 se présentent parallèlement sur la plaque avec un angle d'inclinaison moyen de 7°. Ils peuvent, avec une certaine probabilité, produire des chocs élastiques et, avec une probabilité beaucoup plus faible, des désintégrations.

Le phénomène le plus fréquent est le choc élastique triton-proton. Le triton est dévié d'un angle θ inférieur à 19° comme le montrent les équations de conservation de l'énergie et du moment. La section efficace totale moyenne pour une énergie comprise entre 0 et 4 MeV a été trouvée égale à 1,9 barn, valeur compatible avec celle de 1,7 barn obtenue par d'autres chercheurs [1]. Les chocs élastiques contre éléments légers où le recul est visible semblent, dans la plupart des cas (toutes les fois que les calculs sont possibles avec une précision suffisante), provenir de chocs contre des noyaux de lithium.

Les désintégrations donnant une particule et un noyau de recul et à faible bilan énergétique ne peuvent être vues dans les plaques E 1. Elles sont confondues avec les chocs élastiques à recul court, parce que nous ne pouvons distinguer sur des traces de faible longueur la nature de la particule.

Nous avons trouvé un certain nombre de réactions à bilan élevé et nous exposons ci-dessous l'ensemble des résultats obtenus pour une plaque.

Tous les événements trouvés se présentent comme des fourches. Le triton incident et les deux branches de désintégration ne sont pas coplanaires et le moment n'est pas conservé. Il faut admettre la présence d'un ou deux neutrons, les bilans énergétiques étant fortement négatifs pour un nombre de neutrons supérieur à 2.

(¹) Le dispositif expérimental de grande précision a été réalisé par M. Liess.

Nous avons trouvé trois cas où un triton donne deux particules α de désintégration et un ou deux neutrons. Le principe de la conservation des moments permet de calculer le moment du neutron ou la résultante des moments des deux neutrons. Cette valeur, jointe au principe de la conservation de l'énergie, nous donne la valeur du bilan énergétique s'il y a un neutron et les limites des valeurs possibles s'il y en a deux. En comparant les valeurs trouvées aux prévisions théoriques déduites de la connaissance des masses, nous avons ainsi interprété une des réactions de la manière suivante :



$$\mathrm{Li}_3^6 + \mathrm{H}_1^3 \rightarrow 2\,\mathrm{He}_2^4 + n_0^1 + 16\ \mathrm{MeV}.$$

De plus, si un noyau est excité et se scinde en deux particules de masses m_α et m_β, il est possible de déterminer son excitation E au moyen des vitesses des particules α et β dans le système du laboratoire et de Q, bilan de la désintégration du noyau

$$\left(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta\right)^2 = 2\,\frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta\, m_\alpha}(E - Q).$$

Le stade intermédiaire de la réaction précédente est la formation d'un noyau de Be_4^8 excité à 7,5 MeV, compte tenu de l'erreur.

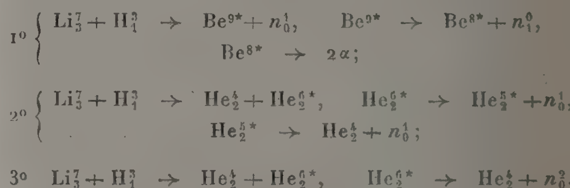
Les erreurs proviennent surtout de l'incertitude sur l'énergie du triton due à l'expérience elle-même (faisceau moléculaire, cible épaisse). L'irrégularité du coefficient de contraction de la plaque et les erreurs sur les mesures de profondeur sont beaucoup plus importantes que celles faites sur les projections dans le plan de la plaque, parce qu'elles interviennent à la fois dans le calcul des moments et dans la détermination de l'énergie. La courbe parcours-énergie utilisée pour les protons et les tritons était celle de P. Cüer et J. J. Jung. La détermination de l'énergie des α était moins bonne, le straggling étant important à basse énergie.

Deux autres équations donnant des α sont interprétées de la manière suivante :



$$\mathrm{Li}_3^7 + \mathrm{H}_1^3 \rightarrow 2\,\mathrm{He}_2^4 + 2n_0^1 + 8{,}9\ \mathrm{MeV}$$

avec trois schémas possibles :



1° $\left\{ \begin{array}{l} \mathrm{Li}_3^7 + \mathrm{H}_1^3 \rightarrow \mathrm{Be}^{9*} + n_0^1, \quad \mathrm{Be}^{9*} \rightarrow \mathrm{Be}^{8*} + n_1^0, \\ \qquad \mathrm{Be}^{8*} \rightarrow 2\alpha; \end{array} \right.$

2° $\left\{ \begin{array}{l} \mathrm{Li}_3^7 + \mathrm{H}_1^3 \rightarrow \mathrm{He}_2^4 + \mathrm{He}_2^{6*}, \quad \mathrm{He}_2^{6*} \rightarrow \mathrm{He}_2^{5*} + n_0^1, \\ \qquad \mathrm{He}_2^{5*} \rightarrow \mathrm{He}_2^4 + n_0^1; \end{array} \right.$

3° $\mathrm{Li}_3^7 + \mathrm{H}_1^3 \rightarrow \mathrm{He}_2^4 + \mathrm{He}_2^{6*}, \quad \mathrm{He}_2^{6*} \rightarrow \mathrm{He}_2^4 + n_0^2.$

Une des deux réactions trouvées est explicable par les schémas 2° et 3°; l'excitation de He_2^6 correspondante est égale à 6 MeV ± 1. On exclut le schéma 1° qui donne une valeur trop grande pour l'excitation du Be^8, incompatible avec les énergies des neutrons données directement par le bilan et le moment. Nous ne pouvons décider entre les schémas 2° et 3°, l'erreur étant trop grande. L'autre réaction est explicable par les trois schémas (niveau excité du Be^8 à 3 MeV ou de He_2^6 à 6 ou 9 MeV). Un niveau,

à 6 MeV ± 1 pour He_2^6 nous semble donc probable puisqu'il est trouvé dans deux réactions.

Deux événements présentant un recul et un proton non coplanaires avec le triton incident sont des désintégrations de l'azote, seul élément capable de fournir un bilan assez grand pour la formation d'un proton et d'un neutron. La réaction



$$N_7^{14} + H_1^3 \rightarrow O_8^{17} \rightarrow N_7^{15} + H_1^1 + n_0^1 + 2,5\ \text{MeV}$$

se décompose comme suit :



$$1^\circ \quad O_8^{17*} \rightarrow O_8^{16*} + n_0^1, \qquad O_8^{16} \text{ excité à } 15\ \text{MeV} \pm 1;$$



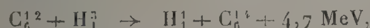
$$2^\circ \quad O_8^{17*} \rightarrow N_7^{16*} + H_1^1. \qquad N_7^{16} \text{ excité à } 4\ \text{MeV} \pm 1.$$

Les études des autres chercheurs ($N_7^{15} + H_1^2$) sur O_8^{17}, noyau composé de la réaction, ne nous permettent pas de choisir parce que les niveaux qu'ils obtiennent sont plus bas, l'excitation étant plus faible (cas de O_8^{16}), ou bien parce qu'à la même excitation les groupes de protons correspondant sont masqués par un groupe de particules α (cas de N_7^{16}) [2]. Nous avons vérifié que l'énergie de la particule légère initiale (p ou n) était compatible dans chaque cas au point de vue de la température avec l'état d'excitation des noyaux émettant la dernière particule, ce qui ne nous permet pas davantage de choisir entre les deux possibilités.

Cependant, il convient de remarquer que le noyau miroir de N_7^{16} (O_8^{16}) bien connu pour des excitations allant de 0 à 13 MeV, ne possède pas de niveau voisin de 4 MeV, alors qu'un état excité à 15 MeV est fort possible, étant donné la grande densité des niveaux autour de 13 MeV, les plus hauts que l'on connaisse.

Nous avons trouvé aussi une désintégration donnant deux protons et un neutron $X^m (t, 2pn) X_{-1}^m$ qui ne peut s'expliquer à cause du bilan nécessaire par la désintégration d'un élément léger. Kundu et Pool [3] ont cru voir de telles réactions à la même énergie qu'ils ont attribuées au processus Oppenheimer et Phillips étendu au triton. Les masses des éléments lourds inclus dans la plaque sont malheureusement trop mal connues pour déterminer la nature de l'élément désintégré qui devrait donner un isobare avec une diminution de charge égale à — 1, beaucoup plus léger que lui.

Il est remarquable que nous n'ayons trouvé aucune réaction à deux particules avec un bilan élevé comme, par exemple,



$$C_6^{12} + H_1^3 \rightarrow H_1^1 + C_6^{14} + 4,7\ \text{MeV},$$

étant donné le grand nombre de noyaux de carbone dans la plaque. Or, l'excitation communiquée à tout noyau composé par entrée d'un triton dans l'élément léger de la plaque est toujours grande. Il est donc possible que la réaction précédente se produise avec formation d'un noyau excité de C_6^{14}, les niveaux excités possibles ne pouvant se désexciter que par γ. Le proton correspondant étant court ne pourrait être distingué d'un triton ayant subi un choc.

Le fait qu'il y ait toujours formation d'un neutron s'explique facilement par la constance du rapport entre les nombres de neutrons et de protons dans les éléments légers, le triton introduisant alors dans l'édifice du noyau un neutron en excès.

Nos résultats : réactions donnant plus de deux corps, production d'un neutron, ont été confirmés par les travaux récents de Allen et ses collaborateurs et Kundu et ses collaborateurs, qui ont trouvé, par l'étude directe en bombardant différents éléments légers avec du tritium ionisé des mélanges de particules d'énergie non définie, prouvant l'existence de réactions en plusieurs stades accompagnées d'un nombre intense de neutrons. L'étude particulière des neutrons obtenus avec le Li nous donne une section efficace de 1,5 barn ± 1 compatible avec les valeurs des laboratoires de Los Alamos (0,5) [4] et Chalk River (1, 5) [5].

[1] Claassen R. S., Brown R. B., Freier G. D. et Stratton W. R. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 589.

[2] Guggenheimer K. M., Heitler H. et Powell C. F. — *Proc. Roy. Soc.*, 1947, **190** A, 196.

[3] Kundu et Pool. — *Phys. Rev.*, 1947, **73**, 101.

[4] Crews R. W. (Los Alamos). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 100.

[5] Almqvist. — *Can. J. Research*, 1950, **28** A, 433.

2. — Sur les zones des distances efficaces dans les éléments et combinaisons ferromagnétiques du groupe du fer;

par Robert Forrer.

Parmi les données qui conditionnent l'existence d'un ferromagnétique, figurent les distances entre les atomes porteurs de moment. On sait que, d'une manière générale, on rencontre, par ordre de distances croissantes, d'abord l'antiferromagnétisme, ensuite le ferromagnétisme et, finalement, le paramagnétisme variable. En comparant les données existantes, on s'attend donc à trouver une zone bien délimitée de distances pour les ferromagnétiques (distances efficaces). Toutefois, il est nécessaire, au préalable, de discuter chaque cas en faisant intervenir le moment atomique. En effet, plusieurs corps classés parmi les ferromagnétiques ne sont, en fait, d'après leur moment magnétique, que des antiferromagnétiques mal compensés, comme, par exemple, Mn_4N. D'autre part, on trouve dans les réseaux de certaines combinaisons ferromagnétiques du fer (Fe_2B, Fe_3C) et dans le fer α lui-même de courtes distances et l'on s'attend à l'apparition d'antiferromagnétisme. Le fait que ces courtes distances n'empêchent pas l'existence d'un ferromagnétisme est attribué à des interactions électroniques secondaires, en relation avec certaines anomalies thermiques.

La discussion permet finalement de fixer, pour Ni, Co, Fe, Mn et Cr, une limite inférieure bien déterminée, la limite supérieure n'étant précisée que pour Ni et Co pour lesquels la zone des distances efficaces est particulièrement étroite. Pour Fe et Mn, la zone est très large (plusieurs dixièmes d'Angström), d'où le grand nombre de combinaisons ferromagnétiques du fer et du manganèse.

SÉANCE DU 29 FÉVRIER 1952.

M. Gorodetzky préside.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Mouvements tourbillonnaires provoqués par les ultrasons sur le contenu de « cellules » artificielles ;

par R. Pfirsch.

L'action des ultrasons sur la cellule vivante présente, entre autres effets, des mouvements tourbillonnaires au voisinage de bulles microscopiques. On a donc installé un montage permettant l'observation microscopique des bulles excitées par les ultrasons. Mais l'étude systématique est difficile à faire sur la cellule vivante, car on se heurte à l'impossibilité de faire varier suffisamment les caractères de la cellule, contenu, dimensions, nature de la membrane, aussi est-il nécessaire de travailler sur des modèles artificiels. Ceux-ci sont constitués par des tubes en collodion, renfermant une suspension de particules dans l'eau, fermés aux deux extrémités par une goutte de collodion. Les tubes de collodion sont réalisés par moulage sur la paroi interne d'un capillaire. Le diamètre des tubes obtenus varie de 0,2 à 6 mm ; on y met comme particules des hématies ou des cellules de levure.



Fig. 1. — Tubes en collodion montrant des systèmes d'anneaux de particules pendant l'irradiation à 350 Kc. Grossissement 50.

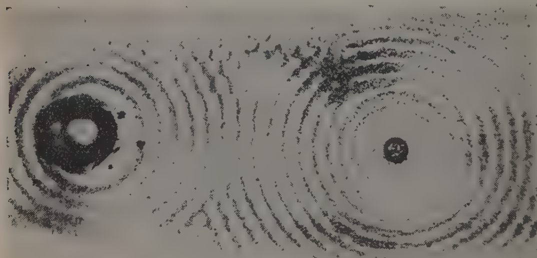


Fig. 2. — Tubes en collodion montrant des systèmes d'anneaux de particules pendant l'irradiation à 350 Kc. Grossissement 50.

Le montage utilisé pour l'observation au microscope est constitué par un cristallisoir rempli d'eau placé sur la platine du microscope. La transmission des ultrasons se fait par une tige en verre d'environ 35 cm de long, d'un diamètre de 10 mm. L'une des extrémités recourbée à angle droit plonge dans l'eau du cristallisoir, l'autre extrémité également recourbée, plonge dans le bain d'huile au-dessus du quartz vibrant.

Placé dans le cristallisoir et sous lamelle couvre-objet, légèrement aplati de ce fait, le tube de collodion présente, pendant l'irradiation, deux sortes de mouvements tourbillonnaires. Un premier type est provoqué par des bulles gazeuses de très faible diamètre ($< 0,03$ mm) qui, en se collant sur la paroi du tube, provoquent dans la suspension un mouvement rapide, d'apparence circulaire ou elliptique, tangentiel à la membrane au point de contact de la bulle. La dimension de cette ellipse se situe entre 0,1 et 0,5 mm. Le mouvement est très intense au voisinage immédiat de la bulle. En raison de l'instabilité de ces bulles, ces mouvements sont très brefs et changent de place ou cessent avec la disparition de la bulle. Ce genre de mouvement tourbillonnaire est comparable à celui que l'on observe sur les cellules d'un filament d'algue ou sur les cellules d'une feuille d'*Elodea*.

Un deuxième type de mouvements tourbillonnaires est produit par la présence de bulles gazeuses de plus grand diamètre ($> 0,03$ mm). Lorsqu'une telle bulle est en contact avec la membrane, les particules de la suspension se groupent en cercles concentriques réguliers équidistants, dont le centre est la bulle. En chaque point de ces cercles, les particules tournent autour de la tangente au cercle en ce point ; mais le sens de rotation est variable selon les anneaux et aussi parfois dans différents secteurs d'un même anneau. Aucune régularité n'a pu être mise en évidence dans ces mouvements de rotation. Leur intensité décroît à mesure que l'on s'éloigne de la bulle. L'ensemble d'une telle figure se présente sous l'aspect d'un système d'ondes stationnaires entourant la bulle et rendu visible par les agglomérations de particules. Ce genre de mouvements a été constaté dans des tubes de diamètres très différents (0,25 à 3 mm). Les bulles gazeuses actives en ce sens sont également de diamètre très variable (0,04 à 0,2 mm). On est tenté de considérer la distance entre deux anneaux comme une demi-longueur d'onde. Les mesures de cette grandeur donnent peu de variations. Voici quelques valeurs relevées au cours des expériences (tableau ci-contre).

Aucune relation simple n'a pu être mise en évidence entre les fréquences suggérées par cet espacement et la dimension des tubes, le diamètre des bulles, la concentration en hématies. Ce genre de mouvements se produit plus difficilement à mesure que le diamètre des tubes décroît et n'a plus été observé dans un tube de 0,20 mm de diamètre. Par contre, ce même mouvement se manifeste encore dans des tubes de plusieurs millimètres de diamètre et même dans des sacs de collodion ayant 2 à 3 cm de côté. Des résultats iden-

tiques ont été obtenus en remplaçant les hématies par des cellules de levure.

Diamètres du tube (mm).	Diamètres de la bulle (mm).	Distance entre anneaux (mm).
2,1	0,06	0,05
	0,09	0,06
1,6	0,05	0,06
	0,2	0,04
1,3	0,04	0,04
	0,07	0,07
0,97	0,12	0,06
	0,15	0,04
0,72	0,08	0,06
	0,22	0,06
0,43	0,09	0,07
	0,03	0,06
0,25	0,10	0,08
	0,03	0,04

La même expérience a été reprise avec des tubes en verre, de diamètres comparables, à parois très minces. Le comportement des particules n'est pas le même que dans les tubes en collodion. Les mouvements tourbillonnaires désordonnés s'observent rarement et leur intensité est faible. Aucun mouvement formant des anneaux n'a été constaté. Les particules se groupent facilement en plans, perpendiculaires à l'axe du tube, espacés de 2,1 mm. Cet espacement correspond à la fréquence 350 kc du générateur d'ultrasons. On n'observe pas de phénomène semblable dans les tubes en collodion.

Dans les expériences d'irradiation de tubes en collodion, on a pu constater que les mouvements tourbillonnaires des deux types coexistent et ne dépendent que de la dimension des bulles gazeuses. Toutes les bulles visibles ne donnent pas lieu à des mouvements tourbillonnaires. Pour aboutir à ces mouvements, il semble nécessaire, d'une part que les bulles soient en contact franc avec la paroi des tubes, d'autre part que la résistance offerte par la membrane à la vibration soit faible, ce qui semble expliquer l'absence de mouvements dans les tubes en verre dont la paroi est plus résistante que celle des tubes en collodion. Les bulles actives observées étaient toutes extérieures aux tubes.

2. — Sur l'action d'ondes transversales de fréquence ultrasonique dans les solutions de molécules en chaines;

par Roger Cerf.

La méthode du cristal de torsion introduite par Mason [1] permet de mesurer la viscosité d'un liquide dans un écoulement laminaire périodique à des fréquences ultrasoniques. Il s'agit d'un cylindre de quartz dont l'axe est parallèle à l'axe X du cristal. La paroi latérale est recouverte de quatre électrodes d'or, parallèles aux génératrices, les électrodes opposées étant reliées électriquement. Une différence de potentiel alternative est établie entre les deux paires d'électrodes de manière à faire vibrer le cristal en torsion et à engendrer des ondes transversales dans le liquide environnant.

La viscosité d'un liquide pur à fréquence ω mesurée par ce dispositif est une quantité complexe (*cf.* une prédiction de Maxwell [2] vieille de près d'un siècle),

$$\eta^* = \frac{\eta_0}{1 + i\omega\tau_0},$$

η_0 étant la viscosité mesurée dans un écoulement statique. Le temps de relaxation τ_0 est égal à $\frac{\eta_0}{\mu_0}$, où μ_0 représente le module d'élasticité de Lamé (coefficient de cisaillement).

L'effet est particulièrement prononcé pour les solutions de macromolécules en chaînes. Une théorie est proposée qui utilise comme modèle moléculaire une sphère élastique caractérisée par son élasticité μ et sa viscosité interne η_i.

L'étude de la biréfringence d'écoulement des solutions de macromolécules en chaînes avait précédemment démontré la valeur de ce modèle [3]. Le calcul est une généralisation du travail d'Einstein concernant la viscosité d'une solution de sphères rigides [4]. On calcule ici la viscosité à fréquence ω d'une solution de sphères élastiques [5]. A fréquence zéro, on retrouve les résultats d'Einstein concernant une sphère rigide.

Les résultats du calcul sont comparés avec ceux de l'expérience. L'un des succès les plus saillants est l'explication de la variation thermique du phénomène à haute fréquence considérée jusqu'ici comme anormale. On souligne la corrélation entre les phénomènes liés à la propagation d'ondes transversales de haute fréquence et les phénomènes de biréfringence d'écoulement.

Ce travail fut effectué au laboratoire du Professeur P. Debye (Department of Chemistry, Cornell University, Ithaca, N. Y., U. S. A.) en liaison avec les Bell Telephone Laboratories (Summit, N. J., U. S. A.). Un article détaillé paraîtra au Journal of Chemical Physics.

[1] Mason W. P. — *Trans. Amer. Soc. Mech. Eng.*, 1947, **69**, 359.
[2] Maxwell J. C. — *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1867, **157**, 49.
[3] Cerf R. — *J. Chim. Phys.*, 1951, **48**, 59 et 85.
[4] Einstein A. — *Ann. Physik*, 1906, **19**, 289.
[5] Cerf R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1099.

SECTION DE GRENOBLE.

SÉANCE DU 12 FÉVRIER 1952.

Trois Communications ont été présentées par MM. Louis Weil, Louis Néel et Julien Kravtchenko.

1. — Sur les oscillations des eaux portuaires;

par Julien KRAVTCHENKO.

Nous nous proposons de résumer les principales conclusions des recherches de M. John Mc Nown [1], consacrées à l'étude des oscillations des eaux portuaires sous l'action d'une houle venant du large. Cet auteur a réussi à mettre le problème en équation, moyennant, il est vrai, quelques hypothèses simplificatives et à résoudre ce problème dans le cas des ouvrages portuaires de forme particulière.

Nous exposerons les raisonnements et les calculs de M. Mc Nown sur un exemple spécialement suggestif : la discussion fera ressortir quelques aspects des phénomènes propres à intéresser le physicien.

A l'état de repos, la masse d'eau enfermée dans le port emplit un volume D limité par :

1° le fond, que nous supposerons horizontal;

2° la digue, que nous supposerons constituée par la surface latérale d'un cylindre de révolution à axe vertical, de rayon R, percée d'une passe (ou section d'entrée), en forme de bande comprise entre deux génératrices et par où les eaux portuaires communiquent avec la haute mer;

3° la surface libre horizontale.

Nous prendrons pour système de référence un trièdre trirectangle $Oxyz$; Oz coïncide avec l'axe de révolution de la digue et est orienté suivant la verticale ascendante; O est au centre de la surface libre de l'ouvrage; Ox est orienté suivant la bissectrice de l'angle au centre de la section d'entrée, supposé assez petit pour que l'on puisse le confondre avec la corde qui le soutend (dans les expériences de M. Mc Nown, cet angle valant $\frac{\pi}{8}$ rad).

Une première observation du phénomène sur modèle réduit a montré que les molécules du liquide, réparties à l'état de repos dans la section d'entrée, s'écartaient peu de cette section lorsque la houle, venant de l'extérieur, provoquait des oscillations de la masse d'eau enfermée dans l'ouvrage. On en a conclu qu'en première approximation, la surface fluide de la section d'entrée était pratiquement fixe, l'action excitatrice de la houle se manifestant par l'apparition d'une composante normale de la vitesse dans la section d'entrée. Dès lors, si l'on adopte pour la surface libre agitée, les hypothèses classiques de linéarisation de Stokes, on peut admettre que le volume occupé par la masse des eaux portuaires reste fixe et se confond avec D, en première approximation.

Traitons alors l'eau comme un fluide parfait, animé des mouvements irrotationnels. Soit $\varphi(x, y, t)$, le potentiel des vitesses à définir dans le volume D, t étant le temps.

D'après la théorie classique de Rayleigh, on peut, dans l'hypothèse d'un phénomène monopériodique, prendre φ sous forme d'une somme de termes du type :

$$A \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \operatorname{ch}[\omega(z+h)]\,\Phi(x, y), \tag{1}$$

avec

$$\Delta\Phi + \omega^2\Phi = 0, \tag{2}$$

où A est une constante, h est la profondeur du port T est la période et où la constante ω est liée à T, à h et à l'accélération g de la pesanteur au moyen de la formule

$$\frac{4\pi^2}{T^2} = g\omega\, th(\omega h). \tag{3}$$

La fonction $\Phi(x, y)$ est une solution régulière de (1) dans le domaine circulaire $(x^2 + y^2) = R^2$ définie par la donnée de sa dérivée normale $\frac{d\Phi}{dn}$ à la frontière. Or, $\frac{d\Phi}{dn} = 0$ le long des parois solides. Dès lors, le problème deviendrait déterminé — et soluble explicitement dans le cas du cercle — si l'on connaissait la répartition des dérivées normales dans la section d'entrée [répartition que nous supposons compatible avec $\frac{d\Phi}{dn}$ déduite de (1)].

Pour résoudre le problème, il suffirait donc de connaître le mouvement des eaux à l'extérieur et dans le voisinage de la section d'entrée; or, la solution d'un tel problème paraît impossible dans l'état actuel de la théorie. M. Mc Nown a tourné la difficulté en énonçant la loi expérimentale suivante, dite loi du clapotis et valable dans le cas des phénomènes symétriques par rapport à Ox, provoqués par une houle incidente, plane de Stokes, de période T_1 se propageant dans le sens Ox à l'extérieur du port sur un fond de profondeur constante, égale à celle du port h.

Dans le voisinage immédiat de l'entrée et à l'extérieur du port, il se forme un clapotis de Stokes (dont, rappelons-le, l'amplitude est double de celle de la houle incidente). Un ventre du clapotis coïncide avec la section d'entrée chaque fois que la période T_1 coïncide avec une période propre T des oscillations du liquide dans une auge circulaire de rayon R et de hauteur h.

Limitons-nous alors au cas particulier — que M. Mc Nown appelle cas résonnant — où T_1 coïncide avec une période propre du port, supposé fermé. Des lois du clapotis, bien connues, il résulte que la composante, normale à Ox, de la vitesse, est nulle dans la section ventrale, ce qui entraîne $\frac{d\Phi}{dn} = 0$ dans la section d'entrée.

Il en résulte que la solution Φ de (2), symétrique par rapport à Ox (par hypothèse) doit vérifier la condition frontière $\frac{d\Phi}{dn} = 0$. Or, il est bien connu qu'en coordonnées polaires r, θ, d'axe Ox, les solutions cherchées, en nombre infini, sont données par la formule

$$\Phi = J_n(\omega r) \cos n\theta,$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre entier n et où ω est une solution de

$$J'_n(\omega R) = 0.$$

La période propre correspondante de l'auge est encore donnée par la formule (3); de sorte que, pour

[1] *Thèse*, Grenoble, 1951.

provoquer l'oscillation du type précédent, il suffit d'utiliser une houle de même période. Quant à la constante A de (1), elle se relie très simplement à l'amplitude du clapotis à l'entrée, c'est-à-dire à celle de la houle incidente.

Pour achever, signalons que la forme de la surface libre est déterminée, à l'instant t, par l'équation classique

$$z = -\frac{2Ag\pi}{T}\sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)\mathrm{ch}(\omega h)\Phi.$$

Le contrôle expérimental se fera de la manière suivante : on provoquera un phénomène caractérisé par

$$\Phi = J_n(\omega r)\cos n\,\theta.$$

en donnant à la période de la houle excitatrice une valeur fixée comme il a été dit ci-dessus. Il faudra constater ensuite que les oscillations de la surface libre du liquide à l'intérieur du port sont en accord avec les formules qui précèdent.

L'accord des prévisions théoriques avec l'expérience s'est montré très satisfaisant. On a pu, en même temps, expliquer le fait — qui semblait paradoxal — que l'amplitude des oscillations des eaux portuaires peut être très supérieure à celle de la houle excitatrice. De plus, il peut se faire que deux valeurs ω_1 et ω_2 de ω, racines de

$$J'_n(\omega_1 R) = 0, \qquad J'_p(\omega_2 R) = 0 \qquad (n \neq p)$$

soient très voisines. Il en résulte qu'un très faible changement de la période de la houle excitatrice peut entraîner une modification profonde de l'allure du phénomène. Ainsi, le calcul montre qu'un changement de période de 0,05 pour 100 peut altérer de 90 pour 100 l'amplitude des oscillations de la surface libre. C'est là un fait de grande conséquence pour l'art de l'ingénieur.

(*) 2. — Passage des gaz à travers les liquides ;

par Louis Weil
(Laboratoires de Grenoble du C. N. R. S.).

La présente étude a été entreprise pour déterminer les conditions dans lesquelles on pouvait rendre étanche un gazomètre à hélium. Nous rappellerons rapidement les lois de la diffusion, puis nous montrerons, à l'aide des résultats de quelques expériences, que le transport par convection est nettement prédominant.

1. Rappel des lois de la diffusion. — Si c est la concentration du gaz, mesurée en centimètres cubes par centimètre cube de liquide, v le volume transmis au travers d'une tranche de liquide d'épaisseur dx, de surface unité, pendant un temps unité, on a

$$v = k\frac{dc}{dx}.$$

En régime permanent, à travers une tranche d'épaisseur finie l aux extrémités de laquelle règnent les concentrations c et $c + \Delta c$, on a donc

$$v = k\frac{\Delta c}{l}. \qquad (1)$$

En régime variable, l'équation s'écrit

$$\frac{\partial c}{\partial t} = k\frac{\partial^2 c}{\partial x^2}.$$

On sait que pour des équations de cette forme, il existe plusieurs types de solution. Pour une différence de concentrations Δc appliquée à une tranche d'épaisseur l, la relation (1) correspond à l'une d'elles, valable au bout de temps égaux à plusieurs fois $\frac{l^2}{k}$.

Or, les valeurs de k, d'ailleurs assez divergentes [1], que l'on trouve dans la littérature, soit dans l'eau à l'ambiante, 3 à 6 cm² par jour pour l'hydrogène, 1,4 à 1,7 pour l'azote et 1,6 à 2 pour l'oxygène, donnent des constantes de temps de l'ordre de 100 jours pour des l de l'ordre de 10 cm, et de l'ordre du siècle dès que l'épaisseur est de quelques mètres.

Quand les temps sont courts par rapport à $\frac{l^2}{k}$, la concentration c en un point d'abscisse x est donnée par la fonction

$$c = c_0\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{x}{2\sqrt{kt}}} e^{-u^2}\,du\right),$$

d'où l'on déduit aisément par intégration que dans un temps τ, il pénètre

$$v = 2c_0\sqrt{\frac{k\tau}{\pi}} \quad \mathrm{cm}^3 \qquad (2)$$

dans la surface d'un liquide initialement exempt de gaz. La formule (2) donne également le volume de gaz qui s'échappe d'une solution à la concentration c_0 d'un gaz quand on la met en contact avec un milieu indéfini ne contenant pas ce gaz.

2. Étude expérimentale. — Nous avons constitué une colonne de liquide de section sensiblement uniforme en construisant un gazomètre en verre à l'aide d'une éprouvette en verre de section intérieure $S = 9{,}6$ cm² renversée sur une cuve à eau choisie de manière à ménager un espace annulaire de surface S. Nous avons réglé les niveaux de façon à donner à la colonne une longueur de 20 cm après avoir rempli le gazomètre d'hydrogène. Nous avons mesuré de temps en temps la quantité d'oxygène entrée en l'éliminant par absorption sur le pyrogallol dans un appareil d'analyse de gaz classique. Enfin, nous avons évalué les variations de volume. Le tableau ci-dessous donne quelques résultats mesurés et calculés. Nous avons admis que pour c_0, on avait (d'après [2]), pour H_2 sous 1 atm à 20°, 0,018; pour O_2 sous $\frac{1}{5}$ atm, 0,0064 et pour N_2 sous $\frac{4}{5}$ atm, 0,013.

Temps (jours)	2,7	7,4	98
O_2 mesuré	0,8	1,8	10
O_2 calculé d'après (2)	$1,7.10^{-2}$	$2,8.10^{-2}$	—
O_2 » » (1)	—	—	0,56
H_2 sorti			Plus de 140 cm^3
H_2 calculé d'après (1)	—	—	5,1

Les valeurs observées sont plusieurs dizaines de fois plus grandes que les valeurs calculées : la diffusion seule ne peut les expliquer.

3. Les facteurs influant sur le mouvement des gaz. — On peut se représenter le mouvement des gaz de la manière suivante : en raison des différences de température existant dans l'appareil, des mouvements de convection s'amorcent qui créent, au voisinage de la surface libre inférieure, un courant permanent d'eau saturée d'air; entre la couche limite saturée d'hydrogène et ce courant, des échanges se produisent, les volumes transférés étant, pour chaque gaz, de la forme $h\Delta c$, où h est un coefficient homologue de celui que l'on introduit en chaleur pour la convection forcée. Or, on sait que dans ce cas, pour des conditions de géométrie et d'écoulement identiques, $\frac{h}{k}$ est une constante (*voir*, par exemple, [4]) qui, multipliée par une dimension linéaire, donne d'ailleurs le nombre bien connu de Biot-Niisselt. Nous admettrons que les raisonnements simples faits en transmission de chaleur sont encore valables ici, de sorte que. *pour des courants de convection donnés*, les quantités de gaz qui circulent sont proportionnelles à $k\Delta c$, c'est-à-dire aux valeurs du tableau ci-dessus calculées d'après la relation (1). L'imprécision des valeurs de k permet seulement de dire que cette hypothèse n'est pas contraire aux faits.

En tout état de cause, pour réduire les mouvements de gaz, c'est aux courants de convection qu'il faut s'attaquer.

4. Réalisation d'un gazomètre étanche a l'hélium. — En admettant que, toutes choses égales d'ailleurs, les quantités de gaz transportées sont proportionnelles à $k\Delta c$, on remarque que pour l'hélium, elles doivent être environ trois fois plus petites que pour l'hydrogène : c_0 est, à pression de gaz égale, deux fois plus petit et, d'après la loi approchée d'Exner [3], k varie comme $\frac{1}{\sqrt{M}}$. Il suffit donc de vérifier l'étanchéité d'un gazomètre à l'hydrogène pour s'assurer qu'il tient l'hélium.

Nous devions utiliser un gazomètre de 5 m^3 avec

$$S = 800\ cm^2 \quad \text{et} \quad l = 400\ cm$$

placé à l'extérieur, et que nous envisagions de protéger du gel par un chauffage électrique placé à la base; dans ces conditions, l'appareil, dont nous avions vérifié l'étanchéité à l'air, perdait environ 20 l d'hydrogène par jour : ces pertes étaient dues uniquement aux mouvements verticaux de liquides dus au chauffage. En plaçant des résistances immergées au sommet de la cuve et maintenant celui-ci à environ 20°, ce qui supprime toute convection, nous avons réalisé l'étanchéité. Grâce aux échanges par rayonnement à l'intérieur de la virole, l'eau de la cuve ne gèle nulle part, même aux jours les plus froids.

Nous avons vérifié que le gazomètre est également étanche à l'hélium.

[1] Tamann G. et Jessen V. — *Z. anorg. Chem.*, 1929, **179**, 125.
[2] *Handbook of Chemistry and Physics*, 1948.
[3] Exner F. — *Pogg. Ann.*, 1875, **155**, 321.
[4] Mac Adams. — *Transmission de la chaleur*, trad. franç., Dunod.

3. — Quelques résultats nouveaux sur l'aimantation des laves en sens inverse du champ terrestre;

par Louis Néel,
(Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal).

L'auteur rappelle qu'il avait publié, au début de l'année dernière [1], une théorie selon laquelle des laves de constitution convenable étaient susceptibles d'acquérir au cours de leur refroidissement une aimantation permanente, dirigée en sens inverse du champ magnétique lui ayant donné naissance : il faut notamment pour cela que la lave contienne deux constituants ferromagnétiques à points de Curie nettement différents. Or, T. Nagata vient de trouver [2] au Japon, parmi les laves du Mont Haruna, des échantillons susceptibles d'acquérir, dans des expériences de laboratoire, des aimantations dirigées en sens inverse du champ excitateur : les détails du phénomène montrent qu'il est certainement justiciable de la théorie proposée.

Il est donc fort possible que les inversions d'aimantation de nombreuses coulées de laves, observées çà et là à la surface du Globe, ne proviennent pas d'une véritable inversion du champ terrestre au moment de la coulée, mais révèlent simplement une structure physicochimique particulière des laves en question.

[1] Néel L. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 11; *Ann. Géophys.*, 1951, **7**, 90, avril-juin.
[2] Nagata T. — Reverse thermo-remanent magnetism. *Nature*, London (sous presse) et Communication personnelle.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1952.

Présidence de M. Duffieux

Les trois Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Relation entre la photophorèse négative et l'effet MIE;

par Pierre Tauzin
(Poudrerie de Vonges).

On sait que certaines particules, de l'ordre du micron, en suspension dans un gaz, éclairées par un faisceau intense, se déplacent dans la direction du faisceau, soit dans le sens de la lumière (photophorèse positive), soit en sens inverse (photophorèse négative). La photophorèse a lieu, que les particules soient cristallisées ou amorphes, sphériques ou de forme irrégulière. Elle exige seulement que la particule soit absorbante, même très peu pour la lumière qui l'éclaire. Enfin, la photophorèse disparaît dans le vide. C'est donc un effet radiométrique dû aux chocs moléculaires sur des particules dont la surface est échauffée d'une façon non uniforme.

Dans la photophorèse positive, c'est la face frappée par la lumière qui est la plus chaude. L'effet négatif semble, en apparence, paradoxal puisque, dans ce cas, la face opposée à la lumière doit être la plus chaude. Mais l'expérience révèle une relation étroite entre la photophorèse d'une particule et la lumière qu'elle diffuse [1]. Les aérosols à particules toutes photonégatives diffusent la lumière fortement dans la direction D de propagation du faisceau et faiblement vers l'arrière (effet Mie); la face de sortie d'une particule apparaît plus brillante que la face d'entrée. C'est l'inverse pour les aérosols à particules photopositives; ils diffusent vers l'arrière une lumière au moins aussi intense que vers l'avant.

On peut passer d'une façon continue de la photophorèse négative à la photophorèse positive, en même temps que l'on passe de la diffusion plus intense vers l'avant à la diffusion plus intense vers l'arrière. Les particules d'un aérosol d'une huile transparente (huile de vaseline, etc.) diffusent une lumière intense dans la direction $\vec{D}$ de propagation du faisceau; mais, comme elles ne sont pas absorbantes, il n'y a pas de photophorèse. Au lieu d'huile pure, pulvérisons de l'huile contenant en solution une trace de colorant dont le rôle est seulement d'absorber en chaque point de la particule une petite fraction de l'énergie présente. La diffusion est toujours intense vers l'avant; de plus, elle s'accompagne d'un lent mouvement photonégatif des particules, qui prouve que leur face de sortie est plus chaude que leur face d'entrée. On en conclut que l'énergie lumineuse présente sur la face de sortie est plus grande que sur la face d'entrée. Si l'on observe ensuite des aérosols formés à partir de solutions de plus en plus concentrées, la vitesse de photophorèse négative augmente, passe par un maximum, puis diminue jusqu'à ce que l'on assiste à une inversion des phénomènes. La photophorèse devient positive, en même temps que la lumière diffusée vers l'arrière devient aussi intense que vers l'avant; la face d'entrée est devenue la plus chaude, car la lumière incidente est maintenant en grande partie absorbée au voisinage de cette face.

On rencontre, d'une façon systématique, des phénomènes analogues lorsque, au lieu d'augmenter l'absorption de la particule, on augmente son diamètre. Par exemple, deux aérosols formés, l'un de fines particules de fer obtenues par l'arc dans l'azote, l'autre de poussières de limaille sont, le premier photonégatif, l'autre photopositif; chacun présente la diffusion correspondant à sa photophorèse. La photophorèse négative, inévitablement accompagnée de la diffusion intense vers l'avant, s'observe toujours pour les véritables aérosols, formés de fines particules absorbantes : fumée de tabac, fumée bleue de combustion, etc. La photophorèse positive, avec sa diffusion caractéristique, n'intéresse, dans un aérosol de matière donnée, que les plus grosses particules ayant tendance à tomber rapidement.

Ainsi, dans la photophorèse négative, l'excès d'énergie sur la face de sortie apparaît toujours lié à une diffusion intense par cette face. Or, ce mode de diffusion est de règle pour une particule transparente ou même absorbante, à condition que sa dimension soit d'autant plus petite que l'absorption est plus grande; il s'explique, dans la théorie de Mie, par des phénomènes d'interférence : toutes les amplitudes diffusées à l'infini par les molécules de la particule sont en phase dans la direction $\vec{D}$ du faisceau et elles se détruisent plus ou moins dans les autres directions. On est conduit à penser que l'accumulation d'énergie sur la face de sortie est une répercussion de l'effet Mie. L'addition des amplitudes diffusées sur les différents plans d'onde perpendiculaires à $\vec{D}$ dont la théorie de Mie rend compte lorsque ces plans sont loin de la particule, doit se produire encore sur des plans voisins de la face de sortie de la particule. Sur cette face, il y a en quelque sorte une frange brillante. Alors que Mie a pu évaluer l'amplitude diffusée par une particule à l'infini, il est certainement difficile de calculer l'effet d'interférence sur la surface de la particule. Il faudrait additionner géométriquement en chaque point de cette surface, les amplitudes envoyées par toutes les molécules de la particule; or, on ignore en toute rigueur l'amplitude et la phase de la vibration diffusée par une molécule M en un point P lorsque MP est compris entre zéro et quelques microns.

Examinées d'un point de vue général, les possibilités d'explication de la photophorèse négative se réduisent à deux : anomalie intéressant la matière de la particule qui serait plus absorbante à la sortie qu'à l'entrée ou anomalie dans la distribution de l'énergie lumineuse elle-même qui serait plus intense sur la face de sortie que sur la face d'entrée.

En s'inspirant des récentes théories des lames minces, certains auteurs ont admis l'existence d'un effet du premier type pour les particules à coefficient d'extinction élevé [2]. Mais la théorie classique des lames minces n'est rigoureuse que loin de la lame, car elle néglige la lumière diffusée par les différents points de cette lame. De plus, elle ne s'occupe que du problème de l'énergie globale absorbée par la lame et non de sa répartition spatiale. Si l'on concentre un faisceau lumineux sur de très minces feuilles d'argent, d'or ou de verre coloré suspendues dans un vide de l'ordre de 10^{-2} mm de Hg, on observe bien, suivant la région éclairée, des attractions ou des répulsions. Toutefois, l'action ne s'inverse généralement pas si l'on éclaire successivement les deux faces opposées

d'une même région. Ce n'est pas un véritable effet de photophorèse; il y a, dans la lame, des hétérogénéités fixes qui s'échauffent toujours plus que les régions voisines.

Dans le cadre du deuxième type d'interprétation, quelques auteurs ont supposé que la particule, jouant le rôle d'une lentille, concentrait le faisceau au voisinage de sa face de sortie. Mais la lentille serait ici du même ordre de grandeur que le système d'anneaux de diffraction qui devrait constituer l'image; d'autre part, la photophorèse a lieu, quelle que soit la forme des particules et même si leur indice de réfraction est inférieur à l'unité.

Reste possible, comme explication générale, une redistribution de l'énergie lumineuse, sans focalisation. La théorie ébauchée ici est de ce type et elle a pour elle le fait que la photophorèse négative accompagne toujours l'effet Mie; il reste à la préciser par un calcul rigoureux qui devra mettre en évidence le fait essentiel suivant : dans une particule photonégative, les amplitudes diffusées par les molécules de la particule, aux dépens du faisceau direct, se composent par interférence sur la face de sortie, de telle sorte que l'énergie totale présente sur cette face est supérieure à celle présente sur la face d'entrée.

[1] Tauzin P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 493.
[2] Thibaud J., Maitrot M. et Berthier J. — *C. R. Acad.Sc.*, 1950, **231**, 691; M. Maitrot. — *Thèse de doctorat*, Lyon, 1951.

2. — La floculation des colloïdes et l'analyse des solutions aqueuses d'électrolytes ;

par Raymond Amiot
(Faculté des Sciences de Dijon).

Il est, en général, possible de produire la floculation d'un hydrosol en l'additionnant d'un électrolyte pris sous une concentration convenable. Pour un sol stable et des expériences effectuées dans des conditions identiques, cette concentration C a une valeur bien déterminée. On conçoit que ce phénomène puisse donner lieu à des applications en Chimie analytique. Il s'agira ici du dosage de sels inorganiques en solution aqueuse.

I. Cas d'un seul sel. — A partir de la solution X à doser, on prépare par tâtonnement une solution s susceptible de produire la floculation du sol. Si le sol a été étalonné, on obtient ainsi la concentration de s et, par suite, celle de X. On a intérêt à utiliser un sol manifestant une sensibilité marquée à l'action de l'un des ions du sel, ion de signe électrique opposé à celui des micelles. Le colloïde joue un rôle comparable à celui d'un indicateur coloré, mais avec un champ d'applications plus étendu. La méthode est encore applicable lorsque le sol se trouve dissous en même temps qu'un corps inactif.

II. Cas de deux sels A et B de concentration x et y. — Le dosage nécessite l'emploi de deux sols S et S'.

1° Si, dans la floculation, les sels agissent de façon additive, ce que révèlent des essais sur les mélanges de titre connu, il suffit de préparer, à partir de la solution X, deux solutions s et s' dont l'une fasse floculer S et l'autre S'. Soit C_1 et C'_1 les concentrations floculantes de A (en l'absence de B) à l'égard de S et de S'; C_2 et C'_2 celles de B (en l'absence de A). Admettons, par exemple, que s et s' aient été obtenues par dilution de X; les concentrations de ces solutions seront kx, ky; $k'x$, $k'y$. Les équations

$$\frac{kx}{C_1} + \frac{ky}{C_2} = 1, \qquad \frac{k'x}{C'_1} + \frac{k'y}{C'_2} = 1$$

fourniront x et y. Dans le cas de n sels, il faudrait disposer de n sols. La méthode peut être utilisée de façon mixte : mesures de floculation, mesures d'une propriété additive de la solution.

2° *S'il n'y a pas additivité.*

a. On étudie la floculation des sols S et S' par des mélanges AB de titre connu et variable. En portant en abscisses les concentrations floculantes de A (dans le mélange) et en ordonnées celles de B, on obtient deux courbes L et L′ correspondant à S et S'. La courbe L′ est, par exemple, au-dessous de L.

b. Si la solution X a une concentration suffisante (hypothèse toujours réalisable), on la dilue de manière à obtenir deux solutions s et s' produisant, l'une la floculation de S, l'autre celle de S'.

c. Dans des prélèvements de s', on cherche, en augmentant la concentration de B, sans modifier sensiblement celle de A (B pris de préférence à l'état solide), à réaliser une solution qui fasse floculer S. Soit c l'augmentation adéquate de concentration. A partir d'un point M de L, on porte au-dessous de L, normalement à l'axe des abscisses, une longueur $MM' = c$ et, par M′, on trace la courbe L″ parallèle à L. Cette courbe coupe L′ en un point N dont les coordonnées fournissent les concentrations de A et de B dans la solution s', on en déduit x et y.

3° Les méthodes précédentes se simplifient lorsque l'un des sels a un pouvoir floculant très inférieur à celui de l'autre et se trouve sous une faible concentration; ce sel se comporte comme une impureté et ne modifie pas, de manière sensible, le pouvoir floculant de l'autre, on est ramené au cas I.

III. Applications a l'analyse qualitative. — La méthode de floculation dont il est facile d'imaginer des applications possibles ne saurait être qu'une méthode d'appoint.

3. — Réalisation, par photographie, de réseaux « ondulés » ;

par Pierre Connes
(Faculté des Sciences de Dijon).

On a adapté une machine à diviser à un procédé de tracé photographique des réseaux de diffraction. A cet effet, le chariot a été muni d'un support pour une bande de film. Le stylet inscripteur a été sup-

primé et remplacé par une lentille cylindrique à court foyer; elle projette une focale rectiligne fine qui balaie la surface sensible.

La source lumineuse est une deuxième focale, parallèle à la précédente projetée sur un verre dépoli par une autre lentille cylindrique. Un moteur électrique entraîne la machine à diviser à une vitesse constante et, en même temps, une came tournante qui obture plus ou moins la focale source et réduit en proportion l'éclairement du film.

La méthode est plus particulièrement destinée au tracé de réseaux « ondulés ». On a projeté quelques échantillons de réseaux ainsi obtenus, ainsi que leurs spectres.

SECTION DU SUD-EST.
(Groupe de Lyon).

SÉANCE DU 7 MARS 1952.

Trois Communications par :

1. M. I. Eyraud : *Réalisation d'un circuit de déclenchement à fréquence variable pour générateur d'ondes centimétriques.*

2. M. R. Falgon : *Spectrographe à réseau utilisant comme récepteur un tube électronique « convertisseur d'images ».*

3. MM. G. Déjardin et J. Janin : *Présentation d'une lampe à vapeur de mercure de* 3 kW *pour applications photochimiques.*

(*) 1. — Réalisation d'un circuit de déclenchement à fréquence variable pour générateur de 10 000 Mc/s;

par Ivan Eyraud.

L'appareil de laboratoire décrit, dans la présente Note, a été construit en vue de l'étude de phénomènes transitoires, notamment des décharges par impulsions dans les gaz. Ces phénomènes, pour être étudiés convenablement, doivent être observés pendant un temps très bref et, pour être observables, être répétés plusieurs fois par seconde. Afin que la phase correspondant à un certain stade de l'évolution du phénomène soit en synchronisme avec l'observation (observation stroboscopique notamment) et ceci à intervalles plus ou moins grands (0,1 à 20 000 μs), nous avons été amenés à prendre une tension de synchronisation sinusoïdale et à former des impulsions à partir de cette tension de référence. Ce procédé évite les difficultés qui surgissent lorsque l'on synchronise sur une fréquence d'impulsions un dispositif mécanique (un moteur, par exemple), alors que cette synchronisation s'effectue aisément au moyen d'une source de tension sinusoïdale.

Le circuit de déclenchement a été conçu pour attaquer un modulateur du type « Pulser model 3 » [1], qui commande un magnétron 725 A de puissance de crête 40 kW, de longueur d'onde 3,2 cm et de produit fréquence de répétition × durée d'impulsion < 0,001. Ce modulateur ayant un circuit d'entrée équipé d'un tube 829 B, exige une tension de « top » de 100 V environ aux bornes d'une résistance de 1000 Ω. La précision d'amorçage de ce tube dépendant étroitement de la durée du top de déclenchement, nous avons pris une durée de 0,5 μs qui est précisément celle de l'impulsion la plus brève que peut fournir le modulateur. Nous avons obtenu, grâce au circuit de déclenchement décrit ci-après, une fréquence de répétition variable dans la gamme 50-2 000 p/s.

Les premiers essais que nous avons effectués en vue d'obtenir des tops très brefs firent appel aux circuits multivibrateurs synchronisés sur la basse fréquence de référence. Ces essais furent négatifs, car si ces circuits présentent de l'intérêt lorsque l'on utilise une tension

de synchronisation haute fréquence, ils ne fournissent pas de fronts suffisamment raides lorsqu'on les synchronise en basse fréquence. D'autre part, les montages comportant un ou plusieurs oscillateurs bloqués exigent des transformateurs spéciaux qui, dans le cas présent, devraient pouvoir transmettre toutes les fréquences comprises entre 50 et 2.10^6 c/s. Nous avons ainsi été amené à utiliser un procédé connu [2], qui consiste à dériver les signaux carrés obtenus en écrêtant une tension sinusoïdale.

Le schéma de montage du circuit de déclenchement est représenté sur la figure ci-jointe.

La tension sinusoïdale de référence, d'amplitude élevée (100 V environ) est appliquée à la grille d'une pentode EF 42. Ce tube fonctionne pendant presque une demi-période avec la grille positive et, pendant presque tout le reste du temps, au-dessous du cut off. La courbe représentative du courant-plaque en fonction du temps a la forme de signaux carrés dont les pentes sont d'autant plus abruptes que l'amplification est plus grande. Le point de repos du tube est celui qui est indiqué par le constructeur pour un fonctionnement en classe A. Une résistance de 250 000 Ω a été intercalée dans le circuit-grille, de façon que le courant-grille, d'une part, la dissipation-grille, d'autre part, soient compatibles avec un bon fonctionnement du tube.

Soit *A* le gain de ce premier étage. Deux autres,

identiques à celui-ci, portent l'amplification totale à A^3. Calculons la durée d'un front raide du signal carré obtenu. Nous pouvons assimiler ce front raide à une portion de sinusoïde d'équation

$$y = aA^3 \sin wt$$

dans laquelle y est la tension instantanée; a, l'amplitude de la tension d'entrée de pulsation; w, la durée du front raide est égale à deux fois le temps t' que met y pour passer de la valeur zéro à la tension maximum y' correspondant au palier du signal carré

$$y' = aA^3 \sin wt', \qquad \text{d'où} \qquad 2t' = \theta = \frac{2y'}{aA^3w}.$$

Nous avons

$$w = 2\pi f, \qquad \text{avec} \quad f = 50 \text{ p/s}$$

dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire en bas de gamme. A', et y', sont respectivement de l'ordre de 150 et 100 V. De plus, nous avons vu que $a = 100$ V. La durée d'un front raide est donc, à 50 p/s,

$$\theta = \frac{2y'}{aA^3w} = 0{,}002 \ \mu\text{s}.$$

L'expérience montre que la durée réelle est beaucoup plus élevée que cette valeur théorique calculée. Ceci est dû au fait que les capacités interélectrodes et les selfs des connexions ont tendance à amortir les variations brusques du signal transmis.

Les signaux carrés sont ensuite dérivés dans un circuit différenciateur constitué par une capacité et une résistance en série dont les valeurs respectives sont 2 pF et 5 000 Ω. On recueille aux bornes de la résisrance une série de tops positifs et négatifs alternés, de faible amplitude. L'étage suivant est équipé d'une quatrième EF 42. La polarisation de ce tube est presque nulle, de façon à ne conserver sur la plaque que les tops positifs après les avoir amplifiés dans les meilleures conditions possibles.

Le dernier étage comporte sa résistance de charge entre masse et cathode. Nous obtenons aux bornes de cette résistance les signaux de déclenchement désirés, c'est-à-dire des tops positifs d'amplitude 100 V environ et de durée inférieure à 0,5 μs à 400 p/s. Un avantage de ce procédé de déclenchement réside dans le fait que les tops restent sensiblement identiques à eux-mêmes en amplitude comme en durée, lorsque la fréquence de répétition varie en même temps que la fréquence de référence entre 50 et 2 000 p/s.

[1] Glasoe et Lebacqz. — Pulse Generators. *RadiationLaboratory Series M. I. T.*, chap. V, p. 140.
[2] Brainerd. — Technique des ultrahautes fréquences. Ed. Chiron, p. 193.

(*) 2. — Utilisation d'un tube convertisseur d'images comme récepteur dans un spectrographe à réseau;

par René Falgon.

Les convertisseurs d'images, dont la photocathode est du type Cs—O—Ag, permettent d'explorer le proche infrarouge jusqu'à 12 000 Å environ. En ce qui concerne les applications spectroscopiques, de bons résultats ont été obtenus [1] en associant un tel récepteur à un spectrographe à prismes et en photographiant, à l'aide d'un objectif de grande ouverture, la réplique visible du spectre infrarouge qui apparaît sur l'écran luminescent du tube.

D'autres essais ont été effectués à l'aide d'un spectrographe constitué par un grand réseau plan (8 × 5 cm) et deux objectifs astronomiques $f/5$ de 40 cm de longueur focale. Le convertisseur employé était un tube du modèle « Bildwandler-triode », à focalisation électrostatique, fonctionnant sous une tension totale de 13 000 V. La courbure de la photocathode (rayon de 115 mm), inverse de celle du champ, limitait à une vingtaine de millimètres la longueur de l'intervalle spectral sensiblement au point sur la surface photosensible. Malgré cette difficulté, qui pourrait être évitée en disposant une lame correctrice devant le tube, de très bons spectrogrammes ont été obtenus dans le premier et le deuxième ordres. Le grandissement résultant (convertisseur et objectif photographique), peu différent de 0,7, conduisait à une dispersion linéaire voisine de 60 ou de 30 Å/mm. Des filtres permettaient de supprimer les images visibles ou ultraviolettes appartenant à des ordres plus élevés.

Divers rayonnements (argon, mercure, azote) ont été analysés dans ces conditions. Sur l'un des clichés relatifs au mercure (lampe George-Gallois), l'intervalle 10 140-11 286 Å est, dans le premier ordre, enregistré d'une manière satisfaisante avec un seul réglage du dispositif, sur plaque « Altichrome » Lumière, la pose étant de 15 mn. Dans le cas de l'azote (lampe de grande puissance), la structure rotationnelle des bandes du premier système positif, notamment celle de la bande (0, 0) vers 10 500 Å, apparaît presque aussi nettement (2e ordre) que dans les observations directes de Pœtker effectuées à l'aide d'un appareil plus dispersif et de plaques à la néocyanince (pose de 24 h au delà de 9 000 Å). Des composantes distantes de 3 Å peuvent être aisément identifiées. La pose était de 20 mn pour la bande (0, 0) et n'excédait pas quelques minutes pour d'autres bandes comprises entre 8 500 et 9 000 Å.

Dans la région extrême comprise entre 10 000 et 12 000 Å, la sensibilité du récepteur a été comparée à celle des plaques Eastman Kodak Z-1 hypersensibilisées à l'ammoniaque. Dans les mêmes conditions, l'enregistrement direct du spectre sur ces plaques nécessite des expositions au moins trois fois plus longues que la photographie, sur plaque « Altichrome », de l'image formée sur l'écran du tube.

[1] Déjardin G. et Falgon R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1417 et 1857; 1949, **229**, 1211.

(*) 3. — Présentation d'une lampe à mercure de grande puissance pour applications photochimiques;

par Georges Déjardin et Joseph Janin.

Cette lampe, destinée surtout à des applications photochimiques (halogénation, photoimpression, etc.), a été réalisée d'après nos indications par la S. A. des

Anciens Établissements Gallois et C[ie]. Elle est constituée par un tube de silice fondue (longueur, 125 cm; diamètres extérieur et intérieur, 28 et 25 mm) prolongé, à chaque extrémité, par une chambre cylindrique contenant l'une des électrodes. Celles-ci sont formées d'une hélice de gros fil de molybdène ajustée sur une tige de tungstène et contenant un fragment de matière émissive. Le scellement étanche des tiges de tungstène est obtenu à l'aide de verres intermédiaires. L'enveloppe contient de l'argon sous une pression convenable et une petite quantité de mercure complètement vaporisée en régime normal de fonctionnement. Les caractéristiques de la lampe (fonctionnant à l'air libre et à la température ordinaire) sont les suivantes :

Longueur totale..................	134 cm
Puissance absorbée................	Environ 3 kW
Tension d'amorçage...............	Voisine de 700 V
Intensité du courant à l'amorçage..	Environ 8 A
Durée d'établissement du régime normal........................	7 à 8 mn
Régime normal de fonctionnement.	570 V, 6 A
Pression de la vapeur de mercure.	De l'ordre de 0,5 atm

La lampe émet avec une grande intensité les radiations voisines de 3 650 Å. Elle peut fonctionner à l'intérieur d'un tube coaxial de Pyrex et il est alors possible de la refroidir uniformément à l'aide d'un courant d'air convenablement réglé.

INFORMATIONS.

1. M. le Professeur Willis Jackson, de Imperial College of Science and Technology, de Londres, vient d'informer la Société des Électriciens qu'un Symposium sur la cybernétique aura lieu à Londres en septembre prochain.

Le programme provisoire des Communications est déposé au Secrétariat de la Société française des Électriciens, 8 à 14, avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine).

2. ENSEIGNEMENT DE RECHERCHE DESTINÉ AUX UTILISATEURS DE RADIOÉLÉMENTS (ARTIFICIELS ET NATURELS),

organisé par le Centre National de la Recherche Scientifique avec le concours du Commissariat à l'Énergie Atomique et de l'Institut National d'Hygiène

(1952).

L'emploi des radioéléments actuellement en constant développement a permis d'aborder et souvent de résoudre des problèmes dans les domaines les plus variés : biologie, physiologie, médecine, chimie, chimie-physique. Le champ des applications industrielles des isotopes, en particulier, s'est, depuis quelques années, considérablement étendu : les industries les plus diverses (métallurgie, glacerie, industries du pétrole, textile, industries chimiques, etc.), tant en France qu'à l'étranger, ont pu bénéficier d'importants résultats, acquis grâce à l'emploi des radioéléments artificiels; aussi le nombre des utilisateurs est-il en progression régulière. Mais l'emploi des radioéléments fait appel à un ensemble de connaissances et de techniques particulières, exige un certain nombre de précautions qui ne faisaient pas encore l'objet d'un enseignement unifié.

L'enseignement de recherches tel qu'il est organisé depuis 1950, conjointement par le Centre National de la Recherche Scientifique, le Commissariat à l'Énergie Atomique et l'Institut National d'Hygiène, s'adresse à des chercheurs, tant de laboratoires universitaires ou d'organismes d'État que de laboratoires industriels; il comporte un cycle de conférences et de travaux pratiques qui sont faits à l'Institut du Radium et à la Faculté de Pharmacie de Paris. Il comprend deux sections :

a. Chimie, chimie-physique, applications industrielles diverses.
b. Biologie, médecine.

Comme les années précédentes, il y aura, en 1952, deux sessions durant chacune cinq semaines :

1[re] session : 26 mai au 1[er] juillet;
2[e] session : 20 octobre au 23 novembre.

Le nombre d'élèves admis à chaque session est limité à 24. Toutefois, quelques places sont réservées à des auditeurs libres, qui ne participent pas aux séances de travaux pratiques.

Les demandes de renseignements ou d'admission doivent être adressées à M. Grinberg, laboratoires du Fort de Châtillon, à Fontenay-aux-Roses.

Le Gérant : Maurice Blondin. 141174 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

BULLETIN ANALYTIQUE
DU
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

18, rue Pierre-Curie - PARIS Ve

Pour répondre aux vœux formulés par de nombreux abonnés, le C. N. R. S. a décidé de faire paraître, à dater du 1er janvier 1948, des tirés à part de son Bulletin analytique pour les diverses disciplines qui y figurent.

Ainsi, les utilisateurs ont la faculté, en 1948, de s'abonner au Bulletin analytique complet ou aux tirés à part intéressant plus particulièrement leur domaine d'activité.

AVIS TRÈS IMPORTANT

A la suite de la modification de la *Revue bibliographique* du Journal de Physique, une entente a été réalisée avec le C. N. R. S. pour fournir aux membres de notre Société soit l'abonnement au Bulletin analytique complet, soit l'abonnement aux tirés à part des diverses disciplines à un tarif réduit (50 %).

Les Membres de la Société qui désireront bénéficier de ces tarifs de faveur, sont priés de demander une attestation de leur qualité de Membre à M. MARANDON, 61, avenue de l'Observatoire, Paris XIVe, en joignant un timbre pour la réponse.

Tout renseignement complémentaire peut être demandé au BULLETIN ANALYTIQUE du C. N. R. S., 18, rue Pierre-Curie, Paris Ve.

TARIFS

FASCICULES	PRIX DE L'ABONNEMENT — AUX PERSONNES NON MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ	PRIX DE L'ABONNEMENT — POUR LES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ
	FRS	FRS
Mathématiques pures et appliquées - Mécanique - Physique mathématique	450	225
Astronomie - Astrophysique - Physique du Globe	600	300
Généralités sur la Physique - Thermodynamique - Chaleur - Optique - Électricité et Magnétisme	750	375
Physique corpusculaire - Structure de la matière	225	112,50
Chimie générale - Chimie physique	225	112,50
Chimie minérale - Chimie organique - Chimie appliquée - Métallurgie	1500	750
Sciences de l'Ingénieur	1000	500
Minéralogie - Pétrographie - Géologie - Paléontologie	450	225

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 28 MARS 1952.

M. Portevin préside.

Les trois Communications suivantes ont été présentées :

1. — Le problème de la numération absolue des particules α;

par R. Cohen, E. Cotton et A. Lévèque,

Service de Physique nucléaire du Commissariat à l'Énergie atomique.

La détermination des intensités absolues des émetteurs de particules α déposés en couche mince sur un support plan pose le problème de la correction des effets d'autoabsorption et de rétrodiffusion. Les expériences faites pour leur détermination introduisent un doute sur les valeurs généralement admises pour ces corrections.

2. — Élimination des coïncidences dues à la réflexion des électrons dans un dispositif à compteur sans paroi;

par M. Duquesne,

Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

La source radioactive est montée sur une feuille mince au centre d'un trou percé dans une plaque de laiton et placée entre deux compteurs sans paroi. On montre alors que le nombre de coïncidences N_c est lié à la surface S du trou mettant ainsi en évidence le phénomène de diffusion.

En faisant varier S, on obtient une courbe dont la valeur N_c extrapolée pour $S \doteq 0$ donne l'importance des coïncidences vraies.

Cette étude a été faite avec les émetteurs ^{32}P, ^{35}S et RaE.

3. — Sur l'interaction nucléon-leptons dans la théorie de la désintégration β.

par R. Nataf et R. Bouchez,

Laboratoire de Chimie nucléaire, Collège de France, Laboratoire Curie, Institut du Radium, Paris.

1. Cette interaction est, *a priori*, une combinaison linéaire des cinq formes possibles S, V, T, A, P et l'expérience a montré que T ou A y figure (règles de sélection de Gamow-Teller).

On sait que les combinaisons contenant S *et* V ou T *et* A sont exclues par la forme expérimentale des spectres permis [1]. Cette exclusion n'est pas absolue [2], mais nous admettons qu'elle correspond bien à la réalité. Toutes les autres combinaisons donnent une seule forme analytique de spectres permis, conforme à l'expérience.

Quant aux spectres interdits, on a proposé [3], par raison de simplicité, d'expliquer leur forme à l'aide des deux termes $\vec{\beta\sigma}$ et $\vec{\beta\alpha}$ de l'interaction T seule.

Cependant, notre étude sur les transitions des noyaux légers ($A < H_0$), est en faveur de la combinaison d'interactions

$$H_\beta \equiv C_t H_t + C_f H_f,$$

H_t désignant T ou A; H_f S ou V. Alors, l'élément de matrice nucléaire $|M^2|$ s'écrit

$$|M|^2 = |C_t|^2 |M_t|^2 + |C_f|^2 |M_f|^2$$

sans terme croisé, la condition de Fierz [1] étant réalisée :

$$M_S \simeq M_V = \int \Psi_f^* \Psi_i \, d\tau = M_f;$$

$$M_T \simeq M_A = \int \Psi_f^* \frac{\vec{\sigma}}{\sqrt{3}} \Psi_i \, d\tau \equiv M_t.$$

Nous trouvons finalement

$$|C_t|^2 \simeq 0,85, \qquad |C_f|^2 \simeq 0,15.$$

On aurait donc (T, V) seul compatible avec le principe de symétrie de de Groot et Tolhoek ou (T, S) ou (A, V). La combinaison (A, S) semble exclue [3].

2. Cette indication sur le mélange d'interaction est obtenue à partir de l'analyse de la valeur de l'élément de matrice nucléaire $|M|^2$ qui intervient dans la probabilité de transition

$$P = \frac{g^2}{2\pi^3}|M|^2 f(\varepsilon_0, z);$$

on pose

$$\frac{1}{t} = \frac{|M|^2}{T_0} f, \qquad \text{d'où} \qquad f_t = \frac{T_0}{|M|^2}.$$

La détermination expérimentale de la période t et de l'énergie maximum ε_0 permet d'obtenir $|M|^2$; T_0 étant obtenu à partir de la transition $n \to p$ pour laquelle $|M|^2 = 1$.

D'une façon générale, on peut isoler, dans $|M|^2$, un facteur angulaire calculable et un facteur radial $|M_\rho|^2$ au plus égal à l'unité. D'après les données expérimentales sur les noyaux légers A impair, il apparaît que l'interaction tensorielle H_t seule conduirait à $|M_\rho|^2 > 1$ pour ^{13}N, ^{15}O, ^{33}Cl, ^{35}A, ^{37}K et ^{39}Ca, tandis que la combinaison proposée conduit toujours à $|M_\rho|^2 \simeq 1$.

Ce résultat ne dépend pas essentiellement du modèle nucléaire choisi.

[1] Fierz M. — *Z. Physik.*, 1937, **104**, 533.

[2] Le plus petit des termes S et V (ou T et A) serait en proportion 10 pour 100. — Tolhoek H. A. — *Thèse de Doctorat*, Utrecht, 1951.

[3] Wu C. S. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 274 L.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 4 AVRIL 1952.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

1. — Une méthode pour améliorer le pouvoir séparateur des instruments d'optique ;

par A. Maréchal et P. Lacombe.

Deux points-objets dans le champ d'un instrument ne sont pas séparés si les différences de phase entre les vibrations parvenant aux deux bords de la pupille ne sont pas suffisantes. On peut obtenir une amplification de ces différences de phase en sacrifiant une partie de l'énergie. On a pu parvenir à séparer les images de points qui sont à une distance inférieure à la moitié du pouvoir séparateur et l'étude théorique laisse espérer des gains de l'ordre de 5.

(*) 2. — L'observation ultramicroscopique des aérosols ;

par Pierre Tauzin

(Poudrerie de Vonges).

I. *Rappel des principes.* — Un faisceau lumineux se propageant dans un gaz ou dans un liquide y révèle souvent la présence de particules matérielles en suspension; ces particules sont visibles pour un observateur placé sur le côté du faisceau, grâce à la lumière qu'elles diffusent dans toutes les directions. L'emploi d'un microscope améliore notablement les conditions d'observation en augmentant, d'une part, les distances apparentes entre les particules et, d'autre part, le flux lumineux que chacune d'elles envoie sur la rétine; on peut ainsi voir des particules solides ou liquides, de dimensions inférieures au micron qui sont invisibles à l'œil nu. Un objectif O, aussi ouvert que possible, forme d'une source S une image S' à l'intérieur d'une cuve contenant les particules en suspension (solution colloïdale ou aérosol). On examine les particules à angle droit de la direction du faisceau à l'aide du microscope. C'est l'ultramicroscopie technique proposée dès 1904 par Siedentopf et Zigmondy pour les solutions colloïdales, et appliquée ensuite aux aérosols, par Ehrenhaft, Maurice de Broglie et Millikan.

II. *Parallèle entre l'ultramicroscopie des aérosols et l'ultramicroscopie des hydrosols.* — Si le principe de l'observation ultramicroscopique est le même pour les hydrosols et les aérosols, il y a de notables différences dans le détail. Cela tient à ce que les particules sont beaucoup moins mobiles dans les hydrosols que dans les aérosols, la viscosité de l'eau étant plus grande que celles de l'air.

Dans les hydrosols, les particules n'évoluent que très lentement et n'ont qu'une faible tendance à aller contre les parois de la cuve. Il n'y a que des avantages à les examiner près de ces parois. On évite ainsi d'observer sous une trop forte épaisseur l'hydrosol, qui est généralement très absorbant. On peut se servir d'un microscope à faible distance frontale (inférieure à 1 mm), donc assez grossissant (au moins 250 fois), qui facilite l'observation des déplacements des particules. Un grossissement élevé a, de plus, l'avantage d'augmenter fortement le contraste entre les particules et le fond.

Dans les aérosols, où les particules sont très mobiles, l'effet de paroi est beaucoup plus grand et ce seul fait conditionne toute l'observation. Il faudra employer des objectifs à grande distance frontale (de l'ordre de 8 mm au moins) qui permettent de suivre les particules loin des parois, au centre même de la cuve contenant l'aérosol. Avec une telle distance frontale, le grossissement sera faible, de l'ordre de 50 à 100 fois. C'est suffisant pour mettre en évidence les mouvements des particules, car ces particules se déplacent assez rapidement.

III. *Principe de construction des cuves pour l'ultramicroscopie des aérosols.* — Pour éviter les mouvements de convection de l'air dans l'aérosol, la cuve qui le contient doit être à température uniforme. Elle sera de petit volume. Ses parois seront épaisses pour protéger l'aérosol contre les influences extérieures et pour dépouiller le faisceau lumineux qui l'éclaire des radiations absorbables par le verre.

Le volume utile pourra être cubique, de 5 mm de côté. Deux faces opposées, traversées par le faisceau d'éclairage, sont des parallélépipèdes en verre. Deux autres sont des électrodes en laiton permettant l'application d'un champ électrique. Une face en ébonite

constitue le fond sur lequel on observe; elle comporte deux tuyaux reliés à des tubes en caoutchouc pour l'introduction de la fumée; pour rendre le fond plus noir on le creuse légèrement. Ces cinq faces, épaisses chacune de 5 mm, sont assemblées à la seccotine. La dernière face est un couvre-objet de microscope qui permet l'observation; pour faciliter le démontage et le nettoyage de la cuve, ce couvre-objet n'est pas collé, mais fixé au reste de la cuve par des élastiques.

IV. *Les mouvements des particules des aérosols.* — Grâce aux montages précédents, on peut, même avec une lampe à incandescence peu poussée, observer les mouvements propres des particules des aérosols mouvement brownien, chute dans l'air, électrophorèse ou déplacement dans le champ électrique des particules chargées. Si l'on éclaire les particules par une source intense (lampe SP 500, arc électrique entre charbons) pour photographier leur mouvement, aux déplacements précédents se superpose la photophorèse ou mouvement de particules dans la direction du faisceau soit dans le sens de propagation de la lumière (photophorèse positive), soit en sens inverse (photophorèse négative).

V. *Mesure du diamètre et de la charge électrique.* — A l'aide de formules classiques, le diamètre se déduit de la vitesse de chute, et la charge électrique de la vitesse d'électrophorèse. Les particules soumises à un champ électrique alterné vertical et un faisceau lumineux horizontal intense tombent en oscillant. Sur les clichés, les oscillations sont formées d'une branche longue sur laquelle le déplacement dans le champ électrique s'est ajouté à la chute et d'une branche courte sur laquelle ces deux déplacements se sont retranchés. On obtient ainsi facilement la somme et la différence des vitesses de chute et d'électrophorèse. Dans des mesures antérieures [1], on avait admis que le déplacement de photophorèse est parallèle à l'axe du faisceau, donc ici horizontal; on le séparait ainsi de la chute et de l'électrophorèse qui sont verticales. En réalité, les phénomènes de photophorèse peuvent quelquefois avoir une composante non dirigée suivant la direction du faisceau, ce qui risque de fausser les mesures. Pour éviter tout point litigieux, on a perfectionné la méthode précédente en produisant des interruptions du faisceau de durée donnée, sur les deux demi-oscillations, à l'aide d'un appareil lié à l'inverseur mécanique qui inverse le champ électrique. Sur les clichés, les trajectoires des particules comportent donc des interruptions; seul le déplacement des particules pendant ces interruptions est pris en considération pour les mesures de vitesse de chute et d'électrophorèse. En plaçant les deux interruptions de manière différente sur les deux demi-oscillations consécutives, il est possible de repérer le signe de la charge électrique des particules [2].

Si les particules ne sont pas douées de photophorèse, on tire les cliches avec le champ électrique alterné horizontal. Les particules tombent en oscillant.

VI. *Étude de l'orientation des particules.* — L'ultramicroscopie des aérosols permet de mettre en évidence, de façon simple, l'orientation de particules non sphériques sous l'action d'influences extérieures au faisceau. Par exemple, les particules d'une fumée d'arc au fer sont des aimants de forme irrégulière dont le moment magnétique est dirigé suivant la plus grande dimension. Éclairons-les par un faisceau horizontal et soumettons-les à un champ magnétique qui peut être soit horizontal, soit vertical. Lorsque le champ est horizontal, ces aimants sont éclairés sur une de leurs extrémités. Lorsque le champ est vertical, ils sont éclairés sur toute leur longueur. Si l'on passe du champ horizontal au champ vertical, la brillance des particules augmente. L'effet est encore plus net si l'on dérègle le microscope de façon à observer, au lieu de l'image ponctuelle de la particule, un système d'anneaux de diffraction faiblement éclairé. L'observation de l'orientation des particules dans un champ magnétique ou électrique joue un rôle important dans l'explication de certains phénomènes de photophorèse (magnétophotophorèse et électrophotophorèse).

[1] Tauzin P. — *Cahiers de Physique*, 1944, n° 20, 25.
[2] Tauzin P. — Article à paraître au *Mémorial des Poudres*.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 4 MARS 1952.

M. Gorodetzky préside.

Les trois Communications suivantes ont été présentées :

1. — Sur la transformation du bromure d'argent en argent;

par Jean-Jacques Trillat,
Professeur à la Sorbonne,
Directeur du Laboratoire de Rayons X du C. N. R. S.,
à Bellevue (Seine-et-Oise).

Dans des travaux antérieurs, j'ai montré qu'il était possible d'étudier, par diffraction électronique, le comportement du bromure d'argent sous l'action de la lumière et des électrons; la libération d'argent peut alors s'observer d'une façon en quelque sorte cinématographique, grâce à la faculté que possèdent les faisceaux d'électrons monocinétiques de se diffracter sur les produits mêmes auxquels ils ont donné naissance, la formation d'argent microcristallisé se décèle, dès les premiers instants, pour l'émulsion photographique (gélatinobromure d'argent) soumise à l'action des électrons, tandis qu'elle ne s'observe pas pour le bromure d'argent préparé par voie chimique.

J'ai cherché à obtenir, par une autre méthode, des films très minces d'halogénures d'argent. Pour cela, on chauffe dans le vide des cristaux d'Ag Br dont la vapeur est recueillie et condensée sur un support approprié, consistant en une fine pellicule de collodion ou de gélatine, ou encore une surface de glycérine. De tels films, examinés par la méthode de transmission, donnent lieu à de beaux diagrammes de diffraction électronique, indiquant une structure micro-

cristalline désordonnée d'Ag Br (anneaux de Debye-Scherrer); si, au contraire, la condensation a lieu sur une face fraîche de clivage (100) de NaCl, le film obtenu est unicristallin (taches de diffraction isolées), le réseau de NaCl étant, en effet, très voisin de celui d'Ag Br.

L'étude de ces films est effectuée en tous points au moyen d'un faisceau électronique de 45 à 55 kV (section 0,01 mm) et durant des temps variables compris entre quelques secondes et 1 h. D'une façon générale, et sous l'influence locale du bombardement électronique, on observe l'apparition plus ou moins rapide d'anneaux de diffraction superposés au diagramme primitif Ag Br et qui proviennent d'argent libéré sous la forme de très petits cristaux disposés au hasard; *aucune orientation privilégiée* d'argent ne se manifeste même si l'on part de préparations unicristallines d'Ag Br.

La vitesse de formation de l'argent est extrêmement variable suivant la préparation et suivant le point examiné. L'épaisseur joue un rôle certain, ainsi que la plus ou moins grande perfection de la structure cristalline du bromure d'argent, comme nous l'avions d'ailleurs signalé autrefois. Il arrive que certaines régions ne montrent, dès le début, que le diagramme d'argent seul, tandis que d'autres, au contraire, ne donnent que le diagramme de bromure d'argent inaltéré quelle que soit la durée de l'irradiation.

Les pellicules d'Ag Br peuvent, après exposition à la lumière ou aux électrons, être développées en les déposant simplement à la surface d'un bain de révélateur. L'examen de ces films développés montre uniquement des anneaux d'argent polycristallin sans aucune orientation privilégiée et cela quelque soit le mode de préparation du bromure.

De nombreuses autres particularités intéressantes ont pu être constatées; citons, en particulier, la cristallisation des films épais d'Ag Br sous l'influence du bombardement électronique; l'effet thermique qui se manifeste par une désorientation locale des cristaux uniques; l'influence de la nature du support et, en particulier, de la gélatine sur la vitesse de formation de l'argent; l'apparition de traînées radiales faisant songer à de l'astérisme, mais dues, en réalité, à l'accumulation de charges électriques dans les taches de diffraction, etc.

Ces études complètent les recherches effectuées depuis quelques années au moyen du microscope électronique sur le comportement du bromure d'argent ou de l'émulsion photographique vis à-vis de la lumière ou des électrons. Elles apportent des éléments d'information dont doivent tenir compte les théories sur la formation de l'image latente et la solarisation.

2. — Étude, par diffraction électronique, de la cémentation du fer;

par Jean-Jacques Trillat.

J'ai préparé de minces films de fer polycristallin par vaporisation thermique de fer dans le vide et condensation sur un plan de clivage frais de chlorure de sodium, à la température de 20° C. Le chlorure de sodium est ensuite dissous dans l'eau et le film obtenu est soumis à toutes les opérations de cémentation en phase gazeuse, en présence d'oxyde de carbone pur ou mélangé à de l'hydrogène, et à des températures comprises entre 20 et 1000° C.

Le film de fer ainsi traité est examiné en tous points par diffraction électronique (méthode de transmission); il est ainsi possible de suivre la formation d'oxydes, de cémentite Fe_3C, de graphite, en fonction de la durée du traitement et de la température. En utilisant un mélange d'une partie d'oxyde de carbone et d'une partie d'hydrogène, on constate qu'aucun oxyde ne se forme au-dessus de 350° C; entre 350 et 400°, apparaît un carbure qui a pu être identifié avec le percarbure Fe_2C (carbure de Hägg) orthorhombique, ainsi que la cémentite Fe_3C également orthorhombique. Le percarbure disparaît à 400°, la cémentite est stable jusqu'à 600-650°, puis se décompose en Fe + C. L'hydrogène accélère considérablement la vitesse de réaction et des hypothèses sont données pour expliquer ce phénomène ainsi que l'apparition du percarbure.

J'ai également préparé des films de fer unicristallins par évaporation sur du chlorure de sodium chauffé à 600° et recuit ultérieur dans l'hydrogène à 600-700°. Lorsque le film ainsi obtenu est traité par le mélange 1 CO : 1 H_2 à 500 pendant 1 h, on observe de beaux diagrammes électroniques indiquant la présence de cémentite Fe_3C fortement orientée, superposée au cristal unique de fer. Lorsque la durée du traitement augmente, la cémentite se désoriente progressivement.

Il a été possible de déterminer les relations d'orientation entre la cémentite et le fer; on trouve que le plan (111) de Fe_3C est parallèle au plan (001) du fer et que le plan (121) de Fe_3C est parallèle au plan (110) de Fe. Cette orientation peut varier de 15° par rapport à la direction [111] de Fe_3C.

Ces recherches ont des conséquences en Métallurgie, en permettant de suivre, d'une façon assez précise, la cinétique des réactions de cémentation.

3. — Étude par diffraction électronique des alliages Ag-Mg obtenus par évaporation dans le vide des constituants purs;

par Stanislas Goldsztaub et Pierre Michel.

On évapore simultanément dans une cloche à vide du magnésium et de l'argent déposés sur des filaments distincts et éloignés l'un de l'autre de 7 cm. Les vapeurs se condensent sur des supports placés à des distances différentes des deux filaments et donnent directement sans recuit, les alliages du système Al-Mg. On en retrouve les principales phases en disposant convenablement les supports.

Les dépôts métalliques ainsi obtenus sont examinés par diffraction électronique, soit par transmission, les supports sont alors constitués par des grilles mécaniques recouvertes d'une couche mince de collodion, soit par réflexion, pour pouvoir étudier l'influence du support sur l'orientation des dépôts. En évaporant successivement sur le même support les métaux purs, on n'observe pas la formation d'alliages, mais on trouve les diagrammes des constituants purs.

L'appareil à diffraction a été construit au laboratoire, il s'inspire du dispositif de Finch, mais utilise une cathode chaude se rapprochant de celle de Pearce.

SÉANCE DU 21 MARS 1952.

M. Gorodetzky préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Étude théorique de la transition entre effets Zeeman et Paschen-Back du terme 2^3P de He;

par G. Hornecker et P. Pluvinage.

Le triplet 2^3P de He présente déjà des anomalies importantes en l'absence de champ magnétique. Ce triplet est, d'une part, inversé (c'est-à-dire qu'au lieu de la disposition P_2, P_1, P_0 habituelle, on a la disposition P_0, P_1, P_2) et, d'autre part, le rapport des intervalles $\frac{P_0 - P_1}{P_1 - P_2}$ est 14 et non 2 comme le voudrait la règle ordinaire.

L'inversion est due au fait que, pour ce triplet, l'interaction spin-orbite entre les deux électrons n'est pas négligeable par rapport à l'interaction spin-orbite de chaque électron.

D'autre part, l'interaction spin-spin n'est pas non plus négligeable et influe sur l'intervalle des niveaux.

La décomposition du triplet dans un champ magnétique extérieur avait été calculée approximativement par Bethe, mais l'amélioration des déterminations expérimentales rendait souhaitable une étude théorique plus poussée de la question.

Les résultats du travail théorique d'Araki sur la structure fine des niveaux de He concordent à quelques centièmes près avec les valeurs expérimentales trouvées par différents auteurs. C'est de ce travail que nous sommes partis. Au hamiltonien très approché d'Araki, comprenant en plus du hamiltonien H_0 de Schrödinger les termes : H_1 relatif, à l'interaction orbite-orbite et à la correction relativiste, H_2 relatif à l'interaction spin-orbite pour chaque électron, H_3 relatif à l'interaction spin-orbite mutuelle, H_4 relatif à l'interaction spin-spin, nous avons ajouté le terme habituel d'interaction avec le champ magnétique extérieur.

Appliquant les méthodes de calcul de la Mécanique quantique, nous avons suivi, d'une façon continue, la décomposition du triplet en fonction du champ magnétique extérieur agissant, ce qui complète les calculs de Bethe effectués seulement pour un certain domaine de champ H.

Du niveau P_2, cinq fois dégénéré en l'absence de champ, partent cinq branches; du niveau P_3, trois fois dégénéré en l'absence de champ, partent trois branches; le niveau non dégénéré donne une branche unique.

Les niveaux P_1 et P_2 étant très proches, l'effet Paschen-Back est très rapidement presque complet, alors qu'il est beaucoup plus long à s'établir pour le niveau P_0, relativement très loin des deux autres. Le centre de gravité du triplet, calculé en donnant aux niveaux P_0, P_1, P_2 les poids respectifs 1, 3, 5, n'étant pas affecté par la décomposition (la somme des énergies des neufs niveaux de décomposition du triplet restant constante), nous l'avons pris comme origine.

La précision est du même ordre que celle sur les niveaux de structure fine de départ, donc de l'ordre de quelques centièmes, alors que les calculs de Bethe partaient, pour $H = 0$, de niveaux d'énergie déterminés avec peu de précision. Il faut, néanmoins, signaler que les approximations utilisées par Bethe au cours de ces calculs entraînent des erreurs de quelques centièmes au plus si l'on part des niveaux corrects pour $H = 0$.

Formules et graphique sont donnés dans une Note aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences.*

2. — Mise en évidence d'une réaction (n, α) du fer;

par P. Cüer et J.-P. Lonchamp.

Les réactions du type (n, α) avec les neutrons lents sont assez rares, elles sont énergétiquement possibles pour certains éléments tels que le fer. Des résultats contradictoires ont été obtenus par différents auteurs [1, 2].

Des émulsions nucléaires ont été recouvertes partiellement avec des feuilles minces de fer, cette technique présente certains avantages par rapport à la méthode par imprégnation d'un sel de fer utilisée jusqu'ici. Les plaques ont été exposées aux neutrons de la pile de Châtillon et le flux mesuré par la méthode photographique de P. Cüer. La valeur de la section efficace de la réaction ${}^{56}_{26}\mathrm{Fe}(n, \alpha)\,{}^{53}_{24}\mathrm{Cr}$ sera déduite de la mesure du nombre de traces α qui pénètrent dans l'émulsion. Les auteurs discutent le problème de la discrimination entre les diverses traces pouvant provenir de la surface (protons de l'azote, protons de recul, traces de contamination). Les fluctuations statistiques possibles ne peuvent rendre compte de l'excès de traces observées dans l'émulsion au contact du fer. On a trouvé ainsi une section efficace comprise entre $10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$ et $2,4.10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$. Ce résultat diffère des résultats obtenus par d'autres auteurs [1, 2].

Les résultats sont ensuite discutés du point de vue théorique en rapport avec les théories de la désintégration α; la théorie du « One Body Model » ne semble pas s'appliquer au cas présent, ce qui serait en relation avec le fait que le ${}^{53}_{24}\mathrm{Cr}$ est un noyau à nucléons impairs. Seule une meilleure connaissance des masses et spécialement de celle de ${}^{53}_{24}\mathrm{Cr}$ permettra de calculer théoriquement d'une façon sûre la section efficace de la réaction [1].

[1] Hänny et Rossel. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 513.
[2] Faraggi. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1475.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

SÉANCE DU 29 MARS 1952.

La séance a eu lieu à la Faculté des Sciences de Besançon, sous la présidence de M. G. Simon, doyen de la Faculté des Sciences de Dijon.

(1) Un article détaillé paraîtra ultérieurement au *Journal de Physique et le Radium.*

Les trois Communications suivantes ont été présentées.

1. — Remarques sur la forme optique du photon ;

par P. Michel Duffieux,

Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.

La forme que nous attribuons à un objet matériel dépend, dans une large mesure, du phénomène physique qui sert à la définir et à l'étudier. Mais c'est surtout par l'intermédiaire des images obtenues au moyen d'énergie rayonnante que les formes matérielles nous sont connues. La notion d'image, entrée dans la Physique par l'Optique instrumentale, s'est considérablement étendue, depuis le début du XXe siècle, dans deux directions différentes. Dans l'étude par les rayons X des structures cristallines, on utilise une énergie rayonnante de même nature que la lumière visible, mais dans un domaine de fréquences où l'intégration du rayonnement diffracté se fait par le calcul et non directement à travers un instrument d'optique. D'un autre côté, les rayonnements corpusculaires ont donné des phénomènes de diffraction et d'interférence analogues à ceux des rayonnements électromagnétiques purs. Ils permettent, dans tous les cas et par des calculs identiques, l'intégration d'une image et même, si les corpuscules possèdent une charge électrique, l'intégration physique par une optique spéciale.

Tous ces rayonnements divers, susceptibles de fournir des images d'objets matériels, ont des caractères communs dont les principaux sont les suivants :

ils sont quantifiés;

ils sont caractérisés par une longueur d'onde λ et les bonnes images exigent un rayonnement monochromatique;

le seul type d'image commun à tous les rayonnements est obtenu par ce que l'on appelle, en Optique classique, un éclairage indirect cohérent. Le phénomène physique fondamental est alors une diffraction, c'est-à-dire une interaction matière-rayonnement sans changement de fréquence;

l'image immédiate est, dans ce cas, une fonction bidimentionnelle $F(x, y)$ qui a les dimensions d'une amplitude complexe. Elle est reliée au faisceau $G(u, v)$ du rayonnement diffracté par la transformation de Fourier;

la connaissance des détails de l'objet est toujours limitée par un pouvoir résolvant. Très exactement, la transformée de Fourier de l'image ne contient que des fréquences inférieures à $\frac{2}{\lambda}$.

Il y a lieu de se demander si ce n'est pas dans ce fond général de la théorie des images et des formes que l'on doit chercher, par la voie de l'induction physique, la résolution du dualisme onde-corpuscule.

Dans l'espace x, y, z, une forme matérielle est représentée par une fonction $F_0(x, y, z)$. On est conduit, par l'expression mathématique des phénomènes de diffraction, à associer à cet espace physique x, y, z, un espace u, v, w qui lui est conjugué par la transformation de Fourier. C'est l'espace de Fourier. Le système d'onde planes indéfinies est, dans l'espace de Fourier, un point auquel sont attachés divers coefficients; il remplit uniformément l'espace physique. Le corpuscule est, dans l'espace physique, un point auquel sont attachés des coefficients; il remplit uniformément l'espace de Fourier. En ce qui concerne les formes matérielles, à la fois étendues et limitées, les deux espaces sont simultanément différenciés et les deux fonctions caractéristiques intégrables. Ce sont ces deux derniers caractères qui définissent l'existence d'une *forme*.

L'hypothèse la plus simple est qu'il en va de même pour tous les types de rayonnement. On est donc, par cette voie, conduit à attribuer une forme au photon. C'est sans doute le corpuscule le plus simple, car il ne possède ni masse et champ de gravitation statiques, ni charge électrique, ni moment magnétique. Il y a longtemps, que la lumière est un verbe sans sujet, un mouvement pur.

Les équations de Lorentz, appliquées au photon, montrent immédiatement que, si le photon a une forme propre intégrable rapportée à ses axes galiléens, l'observateur ne peut en connaître que la projection sur un plan normal à la direction de propagation. D'autre part, il n'existe aucune relation entre le temps du photon et celui de l'observateur, la quatrième équation de Lorentz se réduisant à

$$0 = t - \frac{z}{c}.$$

Le photon ne dépend donc plus, pour l'observateur, que de trois variables indépendantes linéaires : celles de son plan de projection et le chemin optique. C'est un fait reconnu depuis longtemps.

Il paraît naturel de considérer l'image bidimensionnelle $F(x, y)$ comme résultant de la superposition de photons définis par cette projection accessible $\varphi(x, y)$. On accepte alors l'hypothèse simpliste que les formes matérielles sont explorées par les photons étendus du faisceau cohérent incident, exactement comme la forme mécanique d'un solide est explorée par un palpeur, dessinée avec la trace d'un crayon, comme un cliché photographique est exploré par le spot du microphotomètre.

Dans ces conditions, les inductions les plus simples et les plus directes que l'on peut tirer des relations entre l'image et le rayonnement diffracté, conduisent à la conclusion suivante :

La fonction de forme du photon $\varphi(x, y)$ possède, dans l'espace de Fourier, une transformée $\gamma(u, b)$ qui est bornée au domaine circulaire

$$u^2 + v^2 \leq \frac{1}{\lambda}.$$

Cette forme est une forme moyenne, car les lois de la diffraction ne se rapportent qu'à des ensembles irrésolubles de photons.

Il semble que l'on puisse atteindre cette forme moyenne dans le domaine des fréquences visibles et voisines du visible. En effet, les phénomènes de diffraction observés correspondent aussi bien que possible avec ceux que l'on calcule en définissant *a priori* les formes matérielles par leurs cotes mécaniques. On y réalise, d'autre part, assez facilement des objets

suffisamment bidimensionnels. On en conclut que la transformée $\gamma(u, v)$ de la fonction de forme du photon est une constante à l'intérieur de son domaine circulaire limité. La fonction de forme moyenne du photon de lumière naturelle serait donc semblable à celle de la figure de diffraction à l'infini classique de l'ouverture circulaire $\frac{J_1(r)}{r}$.

Cette Communication est présentée moins comme une solution définitive que comme un effort pour ramener, dans le domaine terre à terre de la Physique expérimentale et figurative des discussions qui, pour beaucoup, paraissent se perdre dans la Logique mathématique et métaphysique [1].

2. — Exactitude géométrique des images photographiques ;

par Mlle Gaultier du Marache.

Narath définit « l'exactitude géométrique » comme étant « la qualité qui indique dans quelle mesure l'image photographique se différencie de l'image aérienne ». Cette qualité comprend :

l'exactitude du contour;
la reproduction des détails;
la conservation des contrastes.

Les deux premiers éléments sont relatifs au dessin de l'image. Le troisième correspond aux ombres dans une gravure.

La comparaison entre l'objet et l'image a été faite par l'intermédiaire de la « fonction de transmission », fonction qui, pour une fréquence donnée, est le rapport de la transformée de Fourier de l'image à celle de l'objet. Nous entendrons par « objet » le complément de l'image aérienne, par « image » la répartition lumineuse que fournit le négatif par transparence, quand on l'éclaire uniformément.

Pour les expériences, je me suis placée dans un cas très simple. J'ai photographié par contact la face gravée d'une trame lignée de photogravure. L'objet est périodique; une période contient une fente à bords rectilignes (les irrégularités des bords de la fente n'ont d'influence sur la transformée que dans la région des hautes fréquences, où la transformée de l'image est nulle). Une période de l'image est représentée par une fonction qui varie de façon continue de part et d'autre d'un palier central, sur une zone latérale que nous nommons le liséré.

Les transformées des répartitions d'amplitude lumineuse sur la trame et sur sa photo sont fournies par leur figure de diffraction obtenue en lumière monochromatique. Pour éliminer les variations de phase, on a dû pratiquer une immersion dans un liquide d'indice approprié. La figure de diffraction comprend un spectre monochromatique et un peu de lumière diffuse. Les raies du spectre donnent les valeurs absolues des termes du développement en série de Fourier d'une période du réseau moyen. La lumière diffuse provient des écarts à la périodicité.

[1] Un article plus étendu paraîtra aux *Cahiers de Physique*.

On a calculé les relations entre les transformées de deux réseaux complémentaires pour avoir la transformée du complément de l'image aérienne. Celle-ci est de la forme $\frac{\sin u}{u}$. Les signes des termes du développement en série de l'image ont été déterminés en se basant sur le fait que la similitude d'allure de l'objet et de l'image entraîne une similitude d'allure de leur transformée.

Exactitude du contour. — Les zéros de la transformée de l'image ne coïncident en général pas avec ceux de la transformée de l'objet. D'où l'existence de branches asymptotiques dans la courbe de transmission. Dans le spectre d'une fente, la position des zéros est déterminée par la largeur de la fente. Un grand nombre de photos de trame de noircissement inférieur à 2 ont été examinées au microscope avec un faible grossissement. Dans ces conditions, on attribue à la bande claire une largeur qui est celle de la fente dont la transformée aurait ses zéros en coïncidence avec ceux de la transformée de l'image. Il est donc légitime de mesurer le déplacement du contour par l'écart des zéros dans les transformées des fentes objet et image. En général, la transmission photographique provoque un rétrécissement de la fente; la pente des branches asymptotiques de la courbe de transmission est alors positive. Le contraire a lieu pour les photos sous-exposées. Le cas limite intermédiaire peut se produire; la fonction de transmission se réduit à un facteur de convergence dont la variation est continue; dans ce cas, le contour est reproduit exactement.

Reproduction des détails. — La fonction de transmission est limitée à une fréquence qui varie avec l'émulsion et les conditions de développement; mais qui ne semble pas dépendre des dimensions géométriques de l'objet. La fréquence limite est déterminée par la largeur et la forme du liséré.

Il convient de considérer la fréquence limite de la transmission de la répartition d'intensité; elle est le double de celle que nous avons obtenue pour la répartition de l'amplitude. Bien qu'ici nous obtenions la limite de la transmission par l'analyse d'un objet périodique dont la fréquence fondamentale est beaucoup plus petite, on a trouvé des valeurs du même ordre de grandeur que celles du pouvoir résolvant défini par l'industrie photographique au moyen de la plus petite mire reproductible. Ainsi la limite de la fonction de transmission donne une mesure de l'aptitude de l'image photographique à reproduire les détails de l'objet.

Conservation du contraste. — Le terme central du spectre totalise de la lumière transmise à travers tout le réseau photographique, y compris les bandes sombres dont l'opacité n'est pas infinie. On a déterminé la valeur que prendrait le terme central si l'amplitude minima était nulle. Le rapport entre le terme obtenu expérimentalement et le terme corrigé est fonction du contraste.

L'étude de la fonction de transmission fournit donc un procédé pour déterminer les éléments essentiels de l'exactitude géométrique. Il est intéressant du point de vue pratique de noter qu'une observation

visuelle directe des figures de diffraction fournit ces renseignements avec une précision qui peut être suffisante dans bien des cas.

Il semble que l'on puisse obtenir simultanément les conditions optima pour l'exactitude du contour et la reproduction des détails, mais dans ces conditions, le contraste n'est généralement pas conservé.

Cette Communication est extraite d'une thèse présentée en Sorbonne le 25 avril 1952 et publiée dans la *Revue d'Optique*.

3. — Application de la loi de Wilson-Nijboer aux thermistors ;

par Yves Doucet,

Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Dijon.

Les thermistors type sonde pour mesure de température sont constitués par un mélange d'oxydes du type semi-conducteurs par défaut, frittés à température élevée.

La théorie de Wilson-Nijboer (*Proc. Phys. Soc.*, 1939, 51, 575) conduit, dans ce cas, à la formule

$$n = \frac{n_0}{N}\left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right),$$

n est le nombre par centimètre cube d'électrons de conductibilité, n_0 le nombre d'atomes en excès générateurs d'électrons et N le nombre de « trous ». En écrivant la conductivité $\sigma = neb$ (où b est la mobilité, que l'on suppose fixée par la géométrie de la maille cristalline), on voit qu'elle est proportionnelle à $T^{\frac{3}{2}}$. L'expérience donne des nombres souvent plus grands. Par exemple, pour un modèle C. S. F. :

$$R = 4{,}534.10^7\, T^{-2{,}97} \exp\left(\frac{1\,895}{T}\right).$$

On peut trouver théoriquement un exposant $\frac{5}{2}$, qui s'approche donc davantage de la valeur expérimentale, en imaginant que les électrons de conductibilité forment un ensemble d'oscillateurs harmoniques linéaires d'Einstein. Posons $\theta = \frac{h\nu_m}{k}$ la température caractéristique de Debye. Si chaque niveau de vibration a un poids statistique unité, la thermodynamique donne, dans le cas limite classique de Maxwell-Boltzmann pour l'énergie libre de cette assemblée l'expression

$$F_\nu = kn\frac{\theta}{2} + knT \operatorname{Log}\left(1 - e^{-\frac{\theta}{T}}\right).$$

En ajoutant cette expression aux calculs de Wilson qui tiennent compte de l'énergie libre d'excitation, de celles de translation de n électrons et de $(n + N)$ trous distribués parmi $(n_0 + N)$ niveaux et en écrivant la condition thermodynamique d'équilibre $\left(\frac{\partial F}{\partial n}\right)_T = 0$, on arrive, pour un semi-conducteur par défaut, à l'expression

$$n = \frac{n_0}{N}\left(\frac{2\pi mk}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T^{\frac{5}{2}}}{\theta} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right).$$

Ce calcul suppose θ assez petit devant T pour limiter le développement en série du logarithme aux termes en θ^2.

L'énergie d'activation, dans l'exemple ci-dessus, est alors de l'ordre de 0,16 eV seulement.

Cependant, si l'on veut garder le point de vue habituel d'un exposant de T assez faible, il faut modifier cette valeur de ΔE. Pour obtenir une variation linéaire de log R avec $\frac{1}{T}$, il faut mettre ΔE sous la forme $\Delta E\left(1 - \frac{C}{T}\right)$. Par exemple, la courbe expérimentale est bien représentée avec $C = 57{,}8°$ K et $\Delta E = 0{,}343$ eV.

Mais poser une énergie de cette forme c'est admettre une interaction entre les particules et, par conséquent, abandonner la statistique de Maxwell-Boltzmann. Or, le critère de dégénérescence est très inférieur à l'unité, au moins pour les semi-conducteurs intrinsèques. Il exclurait toute autre statistique. Peut-être faudrait-il tenir compte de ce que, malgré le frittage à haute température, le mélange d'oxydes semi-conducteurs ne forme pas un tout continu. Il y aurait un travail de passage d'un grain à ceux contigus.

Le Gérant : Maurice Blondin. 141235 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 16 MAI 1952.

Présidence de M. Pauthenier.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Avella (Georges), Ingénieur civil de l'Université nationale de Colombie, Cité Universitaire, Collège d'Espagne, 9, boulevard Jourdan, Paris (14e), présenté par MM. Cetincelik et Dionisio.

Dupuy (Fernand), Ingénieur A, M et I. C. F., 17, boulevard Jules-Ferry, Paris (11e), présenté par MM. Jacquinot et Marandon.

Eyger (Léonard), Ph. D. (Cornell), 2, avenue Gabriel, Paris (8e), présenté par MM. Fleury et Maréchal.

Giltaire (Marcel), Ingénieur E. P. C. I., Laboratoire de Physique du C. E. R., CHAR (Charbonnages de France), à Verneuil (Oise), présenté par les Charbonnages de France et M. Jacquinot.

Kowarski (Lew), Docteur ès Sciences, Ingénieur chimiste, Ingénieur au C. E. A., 69, rue de Varenne, Paris (7e), présenté par MM. J. Yvon et A. Berthelot.

Özdogan (Ihsan), Chargé de cours à la Faculté des Sciences d'Istamboul, Institut de Physique du Globe, 191, rue Saint-Jacques, Paris (5e), présenté par MM. Coulomb et Thellier.

Ponselle (Laurent), Ingénieur-Conseil en Physique instrumentale, 5, rue Michelet, Paris (5e), présenté par MM. Jacquinot et Marandon.

Raievski (Victor), Ingénieur E. S. E., Licencié ès Sciences, Ingénieur au C. E. A., 23, rue Marsoulan, Paris (12e), présenté par MM. A. Rogozinski et A. Berthelot.

Rigamonti-Manfredi (Esteban Francisco), Docteur ès Sciences, Professeur de Physique, Calle 54, nº 522, La Plata, B. A. (Rép. Argentine), présenté par MM. Portevin et Jacquinot.

Est admis comme Membre junior :

M. Diacquenod (Paul), Étudiant à l'École supérieure d'Électricité, Licencié ès Sciences, École supérieure d'Électricité, 10, avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine), présenté par MM. Bouchard et Simon.

Conférence du Docteur L. A. Getting sur :

Le Synchrotron de l'Institut de Technologie du Massachusetts

(The design and operation of the synchroton of M. I. T.)

La Conférence a été faite en anglais, mais de brèves traductions et un commentaire en français ont été donnés par M. Sd. Winter, Chef du Service des accélérateurs au Commissariat à l'Énergie atomique.

SÉANCES DE LA PENTECOTE.

REMISE OFFICIELLE DU PRIX HOLWECK

A M. Louis Néel,

Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

Le 7e Prix Holweck fondé par la Physical Society de Londres et attribué alternativement à un physicien français et à un physicien anglais, a été décerné cette année par la Physical Society et la Société Française de Physique à M. Louis Néel, Professeur à la Faculté dès Sciences de Grenoble, pour l'ensemble de ses travaux sur le Magnétisme. Le Bureau de la Société Française de Physique est heureux de lui adresser ici ses plus vives félicitations.

La remise officielle du Prix Holweck a été faite à Londres le 27 mai, à la Royal Institution, en présence d'une délégation de la Société de Physique. A cette occasion, le Professeur Néel a prononcé une Conférence qui sera publiée dans les *Proceedings* de la Physical Society.

CONFÉRENCES ANNUELLES.

Le samedi 31 mai, M. le Professeur Néel, Directeur du Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du

Métal de la Faculté des Sciences de Grenoble a traité le sujet suivant :

Origine et évolution de la notion d'antiferromagnétisme et de ferrimagnétisme.

Le mardi 3 juin, M. le Professeur Boer, de l'Université d'Amsterdam a exposé

Quelques aspects modernes de la théorie des changements de phase.

EXPOSITION.

La 49e Exposition d'Instruments et Matériel scientifiques s'est tenue du 29 mai au 5 juin 1952, dans les Salons de l'Université, mis à la disposition de la Société de Physique, comme les années précédentes par M. le Recteur de l'Académie de Paris, à qui le Bureau de la Société de Physique est heureux de présenter ses remerciements.

Comme les années précédentes, notre Exposition a connu un grand succès et a reçu de nombreux visiteurs.

A tous ceux qui ont aidé à son organisation matérielle, à ceux qui, au moyen des textes fournis par les exposants eux-mêmes, en ont composé le catalogue (1), la Société de Physique adresse ses très vifs et très reconnaissants remerciements.

SÉANCE DU 20 JUIN 1952.

Présidence de M. Portevin.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Baccrabère (Georges), à Quint, par Balma, présenté par MM. P. Jacquinot et Marandon.

Blondel (Albert), Licencié ès Sciences, Ingénieur E.N.S.C.P., Ingénieur de recherches au Centre technique des Industries de la Fonderie, 122, avenue Victor-Hugo, Paris (16e), présenté par MM. Icxi et Grinberg.

Boisot (Marcel), Licencié ès Sciences, Chef de recherches à l'École Polytechnique, 7, rue de Verneuil, Paris (7e), présenté par MM. Léauté et Cl. Brachet.

Le Bouffant (Léon), Ingénieur E. C. I. L., Docteur ès Sciences physiques, Ingénieur au CER-CHAR, à Verneuil, Carrefour du Tremblay, par Creil (Oise), présenté par les Charbonnages de France et M. Jacquinot.

(1) Offert gratuitement aux Membres de la Société, mais que les personnes étrangères peuvent se procurer au prix de 300 f, en adressant la demande au Comité d'Exposition, 12, rue Cuvier, Paris (5e).

Morosoff (Nicolas), Ingénieur, 15, rue de Sèvres, Paris (6e), présenté par MM. Portevin et Jacquinot.

Deux Communications ont été présentées :

(*) 1. — Effet de pointe d'une goutte d'eau suspendue à un câble porteur de courant alternatif à haute tension;

par M. Pauthenier,
Professeur à la Faculté des Sciences.

Dans une Communication antérieure [1], j'ai signalé qu'une goutte d'eau suspendue à un câble porté à haute tension continue, donne lieu à des oscillations de la goutte pour un certain gradient de potentiel G_0. Ces *oscillations* de la goutte, accompagnées d'une *émission périodique* d'ions, ont une fréquence qui dépend, toutes choses égales d'ailleurs, du volume de la goutte et de l'angle de raccordement.

Pour un gradient $G_1 > G_0$, la goutte se met en *pointe fixe* et l'émission est *continue*.

Dans le cas d'un champ alternatif (50 Hz), les oscillations forcées qui prennent naissance au-dessus d'un certain gradient de potentiel sont accompagnées d'émissions d'ions alternativement positifs et négatifs en synchronisme avec le champ appliqué. Le phénomène oscillatoire a ceci de particulier : les oscillations correspondant aux émissions + et — sont situées *de part et d'autre* du plan de symétrie de la goutte.

Deux films sont présentés pour montrer le mécanisme de cette émission très particulière. MM. Demon et Tamman expliquent ainsi les pertes de puissance des lignes à haute tension alternative en temps de pluie.

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **222**, 1431.

(*) 2. — Spectres d'étincelles dans l'air sous très haute tension;

par Mme Arlette Vassy,
MM. Harald Norinder et Étienne Vassy,
Physique de l'Atmosphère, Sorbonne,
Institut des Hautes Tensions, Upsala.

En vue d'une comparaison avec l'éclair naturel, nous avons étudié à l'Institut des Hautes Tensions d'Upsala les spectres produits par la décharge électrique dans l'air à la pression atmosphérique entre électrodes dont les distances variaient de 17 cm à 1,55 m.

Le générateur à haute tension déjà décrit [1] peut donner une tension maximum de 2 300 kV. L'étincelle était produite entre une sphère de cuivre et une pointe de cuivre de distances variables.

La lumière produite par la décharge était photographiée avec un spectrographe à prisme-objectif en quartz, placé à une distance de 15,85 m. L'intensité était suffisante pour qu'une seule décharge donne un spectre de noircissement correct et photométrable pour l'ultraviolet et pour le visible; quelques spectres infrarouges ont été obtenus également.

Le spectrographe à prisme-objectif décrit précé-

demment [2] n'était pas utilisé en montage astigmatique, mais stigmatique; sa dispersion est 175 Å/mm pour le rouge (6 200 Å) et 11 Å/mm pour l'ultraviolet (2 500 Å). Nous avons également utilisé un spectrographe à fente à deux prismes de quartz, dont la dispersion était du même ordre de grandeur, mais qui, grâce à sa fente, donnait des raies plus fines.

Nous avons utilisé principalement les distances explosives suivantes : 17, 30, 50, 71 et 155 cm. Les polarités pouvaient être inversées, de sorte que, pour chaque distance explosive, on a des spectres pris avec la pointe positive et négative.

La mesure de la tension de décharge a été faite par comparaison avec la distance explosive de deux sphères de 1,50 m de diamètre. Ces tensions sont approximativement : 400, 545, 707, 865 et 957 kV.

Le spectre obtenu se compose d'un nombre important de raies et bandes et d'un spectre continu dus à l'étincelle; en outre, au voisinage immédiat de l'électrode et limitées à une région ne dépassant pas quelques millimètres, on observe les raies de métal constituant l'électrode.

Nous avons relevé 156 raies et bandes dont les attributions ont été faites grâce aux Tables de longueurs d'onde du M. I. T. [3] et aux listes de Pearse et Gaydon [4]. En outre, les raies d'ionisation élevée (O *III*, O *IV*, N *III*, N *IV*) ont été identifiées grâce aux travaux de Mihul [5] et de Freeman [6].

On trouve quelques raies de l'oxygène et de l'azote deux ou trois fois ionisés, ainsi que celles, un peu plus nombreuses d'atomes neutres; mais la majorité des raies est due aux atomes d'azote et d'oxygène une fois ionisés. En outre, nous avons trouvé $H\alpha$, $H\beta$ et $H\gamma$ et une raie de l'argon.

Les bandes sont toutes très faibles, excepté les bandes 2 883 et 2 896 dues à CO_2 et attribuées à CO_2^+; elles sont dues à O_2^+ (dit 2e système négatif de l'oxygène), à N_2 (2e système positif de l'azote et 1er système positif dans l'infrarouge) et à N_2^+ (système bien développé). On a relevé aussi, outre la bande due à CO_2, une bande due à OH (3 063, 3 067, 3 078, 3 089 Å) et, probablement, une bande de NO (système β).

On a également observé, grâce à son absorption, la présence de NO_2 et mesuré son épaisseur réduite; elle est de l'ordre de 0,5 mm. La quantité d'ozone formé est très faible.

Lorsque la tension croît, le spectre s'enrichit en raies, surtout dans l'ultraviolet; on a étudié la variation de quelques raies avec la tension; elle est très différente pour les différentes raies d'un même élément.

L'étude de la répartition spectrale énergétique du fond continu a permis de montrer qu'il s'agit d'une émission d'origine thermique, et de déterminer la température du canal de l'étincelle; elle varie entre 15 000 et 21 000° K.

Ces résultats sont comparés avec les températures déterminées par Craggs et Meek [7] par des voies complètement différentes et pour des étincelles beaucoup plus courtes.

On insiste sur le fait que le rôle du spectre continu ne peut pas être apprécié à sa juste valeur lorsque l'on n'étudie pas la partie ultraviolette de l'émission lumineuse.

[1] Nörinder H. — *Institutet för högspanningsforskning vid Upsala*, Universitet Upsala, 1949.
[2] Chalonge D. et Vassy E. — *Rev. Opt.*, 1934, **13**, 113.
[3] *Mass. Inst. of Techn. Wavelenght tables*, New-York, 1939.
[4] Pearse R. W. B. et Gaydon A. G. — *The Identification of Molecular spectra*, Londres, 1941.
[5] Mihul M. C. — *Ann. Phys.*, 1928, **9**, 261.
[6] Freeman L. J. — *Proc. Roy. Soc.*, 1928, **121**, 318 et 1930, **127**, 330.
[7] Craggs et Meek. — *Proc. Roy. Soc.*, 1946, **186**, 241.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 9 MAI 1952.

M. de Gramont préside.

Trois Communications ont été présentées :

1. — Étude de l'effet de faibles aberrations sur le contraste des images;

par A. Maréchal, G. Pieuchard et W. H. Steel.

On fera d'abord un bref exposé des méthodes de calcul indiquées par P. M. Duffieux pour déterminer le contraste des images de points, de lignes, de structures périodiques en indiquant quelques résultats peu connus concernant l'instrument stigmatique. On étudiera ensuite l'effet des faibles aberrations sur la qualité des images dans les mêmes objets types. Des tolérances adaptées au mode de fonctionnement de l'instrument en seront déduites. [L'étude du cas des objectifs présentant une obturation centrale (microscopes à miroirs) ne sera exposée par M. Steel que dans une séance ultérieure.]

2. — Possibilités actuelles d'application des surfaces asphériques;

par G. Penciolelli.

3. — Modifications apportées récemment aux machines à tailler les paraboles par MM. R. Petit et P. Thévenet permettant d'améliorer notablement la vitesse d'usinage;

par A. de Gramont.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 27 JUIN 1952.

M. Jacquinot préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Utilisation d'un compteur à étincelles (type Rosenblum) pour le dépistage des contaminations α et le dosage des neutrons lents ;

par P. Savel,
Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France.

On donne le détail de la construction d'un compteur à étincelles type Rosenblum modifié.

Son insensibilité vis-à-vis des rayonnements β et α est mise à profit pour la détection de neutrons lents, par l'utilisation de la réaction ${}^{10}_{5}B\,(n\alpha)\,{}^{7}_{3}Li$.

Le procédé d'étalonnage de ce compteur pour le dosage des neutrons lents en présence d'un fort rayonnement γ est indiqué.

L'appareil est présenté en fonctionnement.

2. — Étude des coïncidences α-électrons de conversion ;

par P. Falck-Vairan, J. Teillac et Ch. Victor,
Institut du Radium.

Pour les émetteurs α ayant une structure fine, l'étude des électrons de conversion permet, avec les résultats de la spectrographie magnétique α, de caractériser les niveaux excités des noyaux.

Application de la méthode des coïncidences α-électrons de conversion pour les transmutations



$$Io \rightarrow Ra, \quad Ra \rightarrow Rn, \quad RdTh \rightarrow ThX, \quad AcC \rightarrow AcC''.$$

3. — Mesure précise de la période des radioéléments ;

par J. Tobeilem et R. Bouchez,
Institut du Radium.

L'étalonnage des radioisotopes nécessite de connaître, avec précision, non seulement le schéma de désintégration et l'énergie de leur rayonnement, mais aussi leur période de décroissance. On a abordé ce dernier problème à l'aide de la technique d'ionisation différentielle; les premiers résultats obtenus ont permis d'atteindre une précision de 1 pour 100 pour des périodes de quelques années et de 1 pour 1000 pour des périodes de quelques jours. Application à la mesure des périodes de ${}^{24}Na$, ${}^{59}Fe$, ${}^{60}Co$, ${}^{67}Ga$, ${}^{198}Au$, ${}^{222}Rn$.

SECTION DU SUD-EST
(Groupe de Lyon).

SÉANCE DU 25 AVRIL 1952.

M. Déjardin préside.

Les trois Communications suivantes ont été présentées:

1. — Interprétation statistique des images de dispersions observées au microscope électronique ;

par R. Bernard et F. Davoine.

Le rôle chaque jour plus grand joué dans la technique par les matériaux pulvérulents a incité les chercheurs à développer les méthodes d'analyses granulométriques. Toutefois, les procédés employés jusqu'ici ne conviennent plus à des mélanges contenant un nombre important de grains inférieurs à quelques microns, c'est-à-dire à des produits aussi communs que ciments, pigments picturaux, charges, poudres métalliques. On comprend dès lors l'intérêt qui s'attache aux progrès possibles de l'analyse granulométrique.

Les méthodes indirectes d'analyse granulométrique basées sur la loi de Stokes donnent des résultats incorrects à cause des phénomènes d'agglutination. La diffusion de la lumière, des rayons X, des électrons, est d'un emploi limité et d'interprétation difficile.

Les méthodes directes, basées sur un dénombrement de particules au microscope optique, négligent les grains fins et ne sont pas meilleures.

Le microscope électronique apparaît, au contraire, être l'instrument de choix pour ce genre d'investigation. Il possède deux avantages fondamentaux : grande profondeur de champ de l'objectif, pouvoir séparateur élevé. Mais, pour utiliser à fond ces qualités, il faut disperser correctement les particules et réaliser des préparations vraiment représentatives de la dispersion initiale.

Le choix d'un liquide suspensif volatil à faible tension superficielle, l'utilisation des ultrasons, une disposition habile des supports de préparations pendant la formation du dépôt permettent d'atteindre ce but.

Sur des micrographies au grossissement 10 000, le dénombrement des particules est effectué au moyen d'un gabarit. Les mesures sont bien reproductibles si elles intéressent 6 ou 700 particules distinctes. On trace, pour chaque dispersion :

a. une courbe de fréquences cumulatives;
b. une courbe de fréquence en fonction du diamètre.

On en tire le diamètre médian (50 pour 100 de grains ont un diamètre en dessus et en dessous).

On calcule le diamètre de surface $d_A = \frac{\Sigma nd^2}{\Sigma nd^3}$ (n étant le nombre des particules de diamètre d) qui permet d'obtenir la surface spécifique $S_{M.E.}$ grâce à la relation

$$S_{M.E.} = \frac{6}{\rho}\,\frac{1}{d_A},$$

où ρ représente la densité du produit.

Nous avons appliqué successivement cette technique à des dispersions de wolframite [1] et de carbure de tungstène ayant subi des broyages échelonnés de 1 à 300 heures. Concurremment, la méthode B. E. T. a

permis de mesurer la surface spécifique $S_{B.E.T.}$ des six préparations à quelques pour-cent près. Comme on le constate sur le tableau suivant, l'écart entre $S_{B.E.T.}$ et $S_{M.E.}$ augmente avec le temps de broyage :

Produit n°	d_A.	$S_{M.E.}$ (m²/g).	$S_{B.E.T.}$ (m²/g).	$K = \frac{S_{B.E.T.}}{S_{M.E.}}$.
1.......	4,75	0,08	$\leq$ 0,1	$\neq$ 1
2.......	1,9	0,20	0,45	2,25
3.......	1,73	0,22	0,8	3,6
4.......	1,52	0,25	1,2	4,8
5.......	1,22	0,31	1,6	5,1
6.......	0,84	0,45	2,5	5,5

Ces résultats conduisent à distinguer, dans l'action du broyeur à boulets, deux effets fondamentaux :

a. la percussion des billes fait éclater les grains en morceaux relativement gros, dénombrables au microscope électronique;

b. le frottement des billes et des grains l'un sur l'autre use ceux-ci et en détache une poussière infiniment plus fine qui n'est plus observable au microscope électronique parce qu'elle enrobe les grains plus gros et qu'aucune méthode ne permet jusqu'ici de la disperser. Nous espérons la mettre directement en évidence par diffraction électronique.

Dans les premières minutes de broyage, l'effet de percussion est prépondérant. Les surfaces $S_{B.E.T.}$ et $S_{M.E.}$ sont comparables : $K \neq 1$.

Dans le cas de broyages prolongés, le microscope électronique qui dénombre seulement les particules éclatées conduit à des valeurs $S_{M.E.}$ trop faibles : K tend vers 5,5; le microscope électronique fournit donc une répartition granulométrique correcte pour les grains supérieurs à 1/10 de micron environ, tandis que le facteur de rugosité K nous renseigne sur ceux dont le diamètre est inférieur à 1/10 de micron. La combinaison des deux méthodes permet ainsi de caractériser, d'une façon sûre, cette double dispersion.

A la lumière des résultats précédents, on discute la valeur de tests empiriques tels que densité de versement, densité de tassement. Leur faiblesse est évidente.

[1] Bernard R., Pernoux E. et Teichner S. — *J. Chim.-Phys.*, 1952, **49**, 3, 147-156.

2. — Étude et interprétation des franges électroniques dans les cristaux minces;

par E. Pernoux.

Lorsqu'un cristal mince est traversé par un pinceau électronique sous une incidence convenable, on obtient une diffraction de Bragg. Si cette condition s'incidence est réalisée seulement sur une partie du cristal, cette région de l'image électronique apparaît sombre, tandis que l'on retrouve la lumière manquante dans une image complémentaire. Ce phénomène, signalé dès les premières observations au microscope électronique, est parfois désigné sous le nom de pseudostructure. Nous en avons repris l'étude systématique et avons pu classer ces franges en quatre groupes [1] :

a. franges équidistantes et fixes liées à la géométrie du cristal;

b. franges larges, sinueuses et mobiles;

c. franges fugaces croisées ou en « arêtes de poissons »;

d. franges fugaces à centre de symétrie.

Le premier type observable dans les cristaux cubiques de magnésie est lié à la géométrie du cristal. Il a pu être calculé [2].

Les franges floues et très mobiles résultent d'une distorsion du cristal sous l'influence d'un échauffement. Elles sont particulièrement faciles à observer sur MoO_3.

Les franges *c* et *d* se distinguent des premières en ce sens que leur orientation est conditionnée par les caractéristiques du réseau cristallin.

Nous avons mis au point une méthode permettant d'enregistrer à la fois l'image et le diagramme électronique d'un monocristal sans déplacer ni l'objet, ni la surface sensible. Grâce à elle, nous avons déterminé l'orientation des figures observées aussi bien pour les franges du type *c* (arêtes de poissons de MoO_3 orientées suivant les plans 203 et 20-3) que pour les franges à centre de symétrie observables sur MoO_3 ou PbI_2. En outre, cette même méthode permet de vérifier que, contrairement à une affirmation de König [3], le cristal présentant des franges électroniques conserve bien son diagramme de diffraction initial.

Sous l'influence du bombardement MoO_3 se transforme bien en MoO_2, mais celui-ci va se condenser sous forme d'un film mince autour du cristal en cours de destruction. Nous avons pu reproduire ce processus en dehors du microscope électronique par simple échauffement sous vide vers 300°. Ces observations font comprendre le mécanisme qui préside à la formation des franges électroniques des types *c* et *d*.

L'échauffement sous vide ou le bombardement électronique du cristal de MoO_3 provoque l'expulsion d'un ion oxygène. Le cristal s'écarte localement de sa composition stœchiométrique. Le réseau se déforme, entraînant des dislocations et un nouveau départ d'ions. Si la perte en oxygène devient trop forte, un réarrangement donnant naissance à MoO_2 qui distille se produit et le phénomène se poursuit. Lorsque le départ d'ions se concentre autour d'un point initial, la distorsion du réseau, centrée sur ce point, fait apparaître les franges du type *d* avec la symétrie 4 sur MoO_3 et 6 sur $Pb\,I_2$ en accord avec les types orthorhombique et hexagonal de leurs réseaux cristallins.

La distillation de MoO_2 qui constitue la seconde phase du phénomène peut laisser une dépression durable ou même un trou dans le cristal initial. Les franges observables sur $Pb\,I_2$ s'interprètent de la même manière.

[1] Heidenreich R. D. et Sturkey L. — *J. Appl. Phys.*, 1945, **16**, 97.
[2] Bernard R. et Pernoux E. — *Optik*, 1952, **9**, 1.
[3] König H. — *Z. Physik.*, 1951, **130**, 483.

3. — Réalisation d'un petit four de frittage à vide élevé permettant d'atteindre 1700° C;

par F. Davoine et R. Bernard.

I. *Installation de pompage.* — Le four en question est adaptable à l'installation de vide que nous avons construite au laboratoire [1]. Son groupe de pompage a été conçu pour permettre d'effectuer commodément les opérations les plus variées : vaporisation métallique (ombrages en microscopie électronique, couches interférentielles, etc.), répliques en microscopie électronique, pulvérisation cathodique, etc.

Dans une cloche en verre de 35 cm de diamètre et 40 cm de hauteur, un vide de 10^{-5} mm Hg est atteint en 20 m. Une pompe rotative (débit 120 l/m) amorce une pompe à diffusion d'huile de silicone reliée directement à la cloche par l'intermédiaire d'un baffle. Nous nous sommes efforcés d'obtenir une grande vitesse de pompage même aux faibles pressions (230 l/s à 10^{-5} mm Hg) car, dans la plupart des opérations précitées, il faut compter avec le dégazage d'un ou plusieurs éléments chauffants et l'entretien du bon vide pendant toute la manipulation est une nécessité primordiale. Une réserve de vide de 30 l permet d'arrêter la pompe préliminaire lorsque le vide souhaité est atteint et de limiter le temps mort entre deux opérations successives. Six passages d'électrodes, isolés pour 300 V et deux, isolés pour 4 000 V, traversent le support métallique de la cloche, conférant à cette installation une grande souplesse d'utilisation. Enfin, le vide est contrôlé de façon permanente au moyen d'une jauge de Pirani (jusqu'à 10^{-4} mm Hg) et d'une jauge à ionisation (jusqu'à 10^{-6} mm Hg).

II. *Four.* — L'élément chauffant est constitué par un fil de molybdène (ø = 5/10e de millimètre) enroulé en hélice à l'intérieur d'un tube réfractaire Norton RA 1020. On bénéficie ainsi d'un rendement bien meilleur qu'avec le dispositif habituel (enroulement extérieur) et ceci sans nuire à l'uniformité de la température. Une puissance de 800 W (80 V, 10 A) suffit pour porter le four à 1700°.

L'échantillon est posé sur une couche d'alumine pure occupant la partie inférieure du tube réfractaire. Un écran de molybdène empêche toute diffusion entre l'échantillon et l'élément chauffant. Cette précaution évite la formation d'alliages de molybdène aux dépens du fil lui-même et celle concomitante de laitier qui entraîne la rupture prématurée du fil.

Le four est placé dans une double enceinte constituée, la première par un cylindre de molybdène, la seconde par un cylindre de cuivre nickelé, soigneusement poli intérieurement et refroidi par une circulation d'eau.

La température est repérée au moyen d'un pyromètre à disparition de filament. La nécessité de protéger les fenêtres et la cloche contre le rayonnement direct nous a conduits à placer devant le four un volet commandé de l'extérieur au moyen d'un électroaimant. Grâce à ce dispositif, les fenêtres sont protégées contre le rayonnement direct du four, sauf dans le laps de temps strictement indispensable aux mesures. Ce point est fondamental, car la distillation sous vide de l'échantillon, des éléments chauffants, des réfractaires métallise rapidement toutes les parois soumises au rayonnement direct. Nous avons encore amélioré cette protection contre l'obscurcissement de la fenêtre de visée en constituant celle-ci par une feuille de cellophane qui se déroule de façon continue pendant les lectures de température.

20 m suffisent pour atteindre 1700°. La température maxima peut, sans inconvénient, être maintenue pendant 1 h.

[1] Bernard R. et Davoine F. — *Le vide*, 1952, **37**, 1136-1138.

SECTION MÉDITERRANÉE.

SÉANCE DU 8 MARS 1952.

La Section Méditerranée s'est réunie le 8 mars 1952 à Marseille, sous la présidence de M. le Professeur Rouard.

Trois Communications y ont été présentées :

1. — Méthode graphique de détermination des coefficients de Fresnel en incidence oblique;

par P. Bousquet.

La méthode exposée permet la détermination par voie graphique du facteur de réflexion et du changement de phase à la réflexion, *en incidence oblique*, à la surface de séparation d'un milieu transparent et d'un milieu absorbant. C'est une extension de la méthode déjà proposée par D. Malé dans le cas de l'incidence normale [1].

Si $r_\perp$ et $r_{\parallel}$ désignent les coefficients de Fresnel, sous forme complexe, respectivement dans le cas de la composante perpendiculaire et de la composante parallèle au plan d'incidence, on peut écrire

$$r_\perp = \frac{1 - \frac{1}{n_0 \cos\theta_0}\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0}}{1 + \frac{1}{n_0 \cos\theta_0}\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0}},$$

$$\frac{r_{\parallel}}{r_\perp} = -\frac{1 - \frac{\cos\theta_0}{n_0 \sin^2\theta_0}\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0}}{1 + \frac{\cos\theta_0}{n_0 \sin^2\theta_0}\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0}},$$

n_0 désignant l'indice réel du premier milieu,

$$n_1 = \nu_1 - j\varkappa_1,$$

l'indice complexe du deuxième milieu et θ_0 l'angle d'incidence dans le premier milieu.

Le but de la méthode proposée est de déterminer facilement le nombre complexe $\frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0}$. Une fois ce nombre obtenu, il suffit de le multiplier

soit par le nombre réel $\frac{1}{\cos\theta_0}$ soit par le nombre réel $\frac{\cos\theta_0}{\sin^2\theta_0}$ pour être ramené à une formule de même forme que celle utilisée en incidence normale.

En posant

$$\frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_0^2\sin^2\theta_0} = p - jq,$$

en élevant au carré et en séparant la partie réelle et la partie imaginaire, on montre facilement que la détermination du nombre $p - jq$ est rendue très aisée graphiquement à l'aide de deux familles d'hyperboles équilatères orthogonales formant un abaque tracé une fois pour toutes. Une des familles d'hyperboles correspond à des valeurs constantes de $\frac{\varkappa_1\nu_1}{n_0^2}$, l'autre à des valeurs constantes de $\sin^2\theta_0 - \frac{\nu_1^2 - \varkappa_1^2}{n_0^2}$, Les coordonnées du point d'intersection des deux hyperboles convenables sont les nombres p et q cherchés. Nous avons vu que l'on est ramené à des formules de même forme qu'en incidence normale, ce qui rend la détermination beaucoup plus simple, que l'on se reporte aux abaques de Malé ou que l'on fasse le calcul.

L'application de cette méthode a été faite en prenant les valeurs suivantes des indices :

$$n_0 = 1, \quad \nu_1 = 0,17, \quad \varkappa_1 = 3,34.$$

On a montré que l'on pouvait ainsi obtenir les valeurs des facteurs de réflexion et des changements de phase avec une précision largement suffisante dans la pratique, puisqu'elle atteint 1/1000 en valeur relative, si l'abaque est tracé avec soin et à assez grande échelle.

[1] Malé D. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 332.

2. — Étude du contact entre une goutte et un plan ;

par R. Mérigoux et E. Pons.

L'un de nous [1] a déjà étudié le choc d'une goutte de paraffine contre un plan et montré qu'il s'accompagnait de zones circulaires de balayage parfait du plan et de zones de mauvais contact ; ces dernières se révélant par la présence de bulles d'air microscopiques. On peut ainsi, en mesurant les diamètres D et d de deux des zones, observer que le rapport $\frac{D}{d}$ est une fonction, qui paraît être strictement définie, de la viscosité de la goutte et de sa vitesse au moment du choc.

Une étuve de grande dimension a été construite pour pouvoir obtenir des températures variant de 20 à 90° C et des hauteurs de chute allant jusqu'à 1,50 m. Cette étuve est un simple tube de verre vertical à double paroi, permettant une circulation d'eau chaude.

On a pu ainsi montrer que le rapport $\frac{D}{d}$ présentait des domaines de variations continues, séparés par des discontinuités qui indiquent l'existence de plusieurs familles distinctes de mouvement.

On peut tenter, ainsi que l'a fait Decharme [2], d'étudier le choc d'une goutte d'eau en utilisant les traces que laisse le choc sur une très fine couche de minium en poudre ; il semble que l'on retrouve des mouvements analogues à ceux de la paraffine ; mais l'observation est difficile et la méthode doit être améliorée.

[1] Mérigoux R. — Les tourbillons en tores microscopiques dans l'écrasement des gouttes et des filets liquides contre un plan solide. *J. Physique Rad.*, 1942, p. 210.
[2] Decharme. — Imitation par les courants liquides ou gazeux des phénomènes d'électricité et de magnétisme. *J. Physique*, 1884, p. 482.

3. — Sur la notion d'impédance acoustique ;

par Théodore Vogel.

Le problème de la propagation du son dans un espace clos est un problème aux limites, régi par une équation différentielle (qui doit exprimer les lois générales de la Mécanique des fluides, en tant qu'elles sont applicables ici) et par une condition aux limites (qui exprime, de son côté, une propriété physique inhérente aux parois). Après avoir indiqué moyennant quelles restrictions il est possible d'adopter l'équation différentielle de d'Alembert, éventuellement complétée par un terme dissipatif et prouvé que les solutions sont séparables par rapport au temps pour une classe étendue de conditions aux limites (ce qui permet de parler de modes propres), on montre par quelle suite de raisonnements et d'analogies on est incité à essayer la condition

$$z\frac{\partial\varphi}{\partial n} - \rho\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0,$$

où z a les dimensions d'une impédance. Cependant, postuler l'existence d'une impédance spécifique des matériaux ne conduit pas à une méthode de calcul simple des salles, car cette grandeur, si elle existe, ne suffit pas à déterminer le décrément en régime libre (« réverbération »), dont le rôle primordial est bien établi par toutes les études expérimentales ; en effet, ce décrément s'écrit, pour la pulsation ω,

$$\delta = \frac{\omega\int\frac{p.r.z}{|z|^2}\Phi\Phi^*\,d\sigma}{\frac{2\omega}{\rho c^2} + \int\frac{p.i.z}{|z|^2}\Phi\Phi^*\,d\sigma},$$

où Φ est le facteur spatial du potentiel des vitesses $\varphi = \Phi e^{i\omega t}$ et les intégrales sont étendues à l'ensemble des parois. Il est donc nécessaire de connaître la distribution des potentiels pour calculer δ.

Mais il y a plus et l'existence même d'une impédance spécifique rapportée à la dérivée normale de φ est douteuse. En effet, le rapport z peut être calculé et exprimé au moyen d'observables dans le problème simple d'ondes planes se propageant dans le demi-espace $x < 0$: si p_{max} et p_{min} sont alors les pressions

maxima et minima du système d'ondes stationnaires et que l'on pose, pour une incidence θ donnée,

$$m(\theta) = \frac{|p_{\max}|}{|p_{\min}|} + \frac{|p_{\min}|}{|p_{\max}|},$$

les m relatifs à trois incidences différentes sont liés entre eux par une relation indépendante de z, si cette grandeur est spécifique de la paroi; en particulier, pour les incidences o, $\frac{\pi}{4}$, $\frac{\pi}{3}$, on a la relation simple

$$m\left(\frac{\pi}{3}\right) - 0,7\,m\left(\frac{\pi}{4}\right) = 0,4\,m(0).$$

Or, l'expérience montre que cette relation n'est nullement vérifiée. Par contre, si l'on suppose constant le rapport de la pression à la vitesse (au lieu de la vitesse normale), on arrive à $m = \text{const.}$, qui semble vérifiée avec une précision satisfaisante par les expériences décrites. Ce serait donc l'impédance vectorielle qui serait spécifique; mais cette nouvelle hypothèse conduit à une condition aux limites non linéaire, encore que séparable par rapport au temps. Le succès de l'hypothèse d'une impédance spécifique normale dans le cas d'enceintes rectangulaires s'expliquerait du fait que les modes propres y sont quasi normaux aux parois, lorsque l'absorption n'est pas trop grande.

SÉANCE DU 29 MARS 1952.

La Section Méditerranée s'est réunie le 29 mars 1952 à Montpellier sous la présidence de M. le Professeur Bouhet.

Deux Communications ont été présentées :

1. — Description et comparaison de quelques types modernes de récepteurs d'énergie; Réalisation au laboratoire d'un récepteur à thermistances;

par Mlle Vergnoux,
Maître de Conférences.

Un bolomètre compensé à thermistances a été construit au laboratoire; il utilise le grand coefficient de température d'une pastille de semi-conducteur, de faible capacité calorifique.

Le montage en pont avec deux thermistances identiques placées dans le même bloc de cuivre rouge, a permis d'éliminer, avec l'amplification actuelle tout au moins, l'effet de petites variations de température dans la pièce.

On sait qu'une faible constante de temps et une grande sensibilité sont, pour un récepteur thermique, deux qualités antagonistes; avec notre modèle actuel de récepteur, la constante de temps, qui pourra d'ailleurs être améliorée, ne permet commodément que les mesures en continu; par contre, la sensibilité peut atteindre la très bonne valeur de $500\,\mu V/\mu W$; le bruit de fond est, par ailleurs, de l'ordre de 10^{-8} V, d'où la possibilité d'un rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ intéressant.

Le facteur de mérite (définition de Daly et Sutherland) peut être évalué à 3.10^{10}.

2. — Exposé, avec expériences, sur la méthode des analogies électriques;

par L. Cecchi,
Assistant.

Rappel de résultats classiques.

Expérience montrant directement les lignes de courant d'un écoulement hydrodynamique autour d'un profil et détermination des équipotentielles dans l'analogie électrique.

SECTION SUD-OUEST.
(Bordeaux.)

SÉANCE DU 20 MARS 1952.

MM. Jean Mercier et F. Valentin, Professeurs à la Faculté des Sciences de Bordeaux ont présenté les Communications suivantes :

(*) 1. — Conférence d'information : Considérations générales sur l'évolution de l'énergie;

par Jean Mercier,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

L'énergie mécanique peut se présenter sous différentes formes potentielles, mais quelle que soit cette forme, elle obéit dans son évolution à certaines lois qui sont toujours les mêmes et qui président, en particulier, à sa transformation partielle en travail.

Il en résulte que certaines considérations qui ne sont normalement abordées qu'en Thermodynamique sont d'une application générale et devraient l'être, au contraire, dès le début de l'étude de la Mécanique. C'est ainsi que la notion de réversibilité préside à la conservation du travail dans les machines simples.

Les lois générales de l'évolution de l'énergie peuvent se résumer ainsi :

a. L'énergie tend spontanément à descendre l'échelle des potentiels. C'est une autre façon, en Mécanique, de dire que les forces appliquées à un système tendent à accomplir un travail positif;

b. Cette chute est nécessaire pour que l'on puisse obtenir du travail;

c. Au cours de cette chute, la variable de quantité se conserve.

Ainsi, un corps pesant primitivement au repos tend spontanément à tomber d'un niveau élevé à un niveau plus bas. Cette chute est accompagnée d'un certain travail de la pesanteur que l'on peut recueillir. Au cours de cette chute, la masse se conserve.

Chemin faisant, il est parlé des « condensateurs » d'énergie mécanique, réservoirs d'énergie potentielle de « capacité » limitée et, en particulier, de ceux pour lesquels la variable de tension et la variable de quantité sont proportionnelles.

C'est ainsi que dans un corps en mouvement, la quantité de mouvement est proportionnelle à la vitesse.

Ces condensateurs se comportent exactement comme les condensateurs électriques. Comme eux, ils peuvent se coupler en série ou en parallèle. Et dans les échanges d'énergie qui peuvent se produire entre deux condensateurs, on retrouve les lois exposées précédemment et relatives à l'évolution de l'énergie.

De ces considérations, on en arrive au principe de l'impossibilité du mouvement perpétuel qui s'impose d'une façon absolue, car on n'a rien sans rien, et au principe de la conservation de l'énergie mécanique. On est alors obligé de constater que le travail n'a aucune existence physique car, sitôt engendré par la disparition d'une certaine énergie potentielle, il passe sous une forme d'énergie potentielle de même nature que celle qui l'a engendré, comme dans le levier, ou de nature différente, comme dans la chute libre d'un corps. Il n'est qu'un intermédiaire fugitif au même titre que le présent entre le passé et l'avenir.

Ceci dit, on aborde le problème de l'énergie calorifique. Il est tout d'abord parlé de l'énergie interne d'un corps qui est bien définie au même titre que toutes ses autres propriétés lorsqu'il se trouve lui-même dans un état bien défini. Or, celui-ci, *à notre échelle*, est bien défini par un petit nombre de variables. Un gaz, par exemple, est défini par son volume et sa température. Celle-ci mesure le taux d'agitation des particules élémentaires du corps. Pour un gaz parfait, elle est directement proportionnelle à la pression exercée extérieurement.

La chaleur, qu'elle provienne de l'énergie interne d'un corps et *avec laquelle elle ne doit pas être confondue*, ou qu'elle soit créée par un travail contre des forces de frottement, a une existence aussi éphémère que le travail, mais son importance est aussi grande que la sienne relativement aux transformations mutuelles des diverses énergies potentielles.

L'équivalence entre la chaleur et le travail est une conséquence de leur équivalence commune à l'énergie interne d'un corps et que l'on constate dans l'échauffement de celui-ci à volume constant ou dans son refroidissement, d'une part, et dans une compression ou une détente adiabatique, d'autre part.

L'exposé du second principe ne soulève aucune difficulté. Il n'est que l'application à la chaleur des lois générales de l'évolution de l'énergie et énoncées en Mécanique. Mais l'analogie profonde entre le problème actuel et ceux précédemment étudiés permet d'introduire, d'une façon très suggestive, la notion d'entropie. Elle est la variable de quantité qui se conserve quand la chaleur passe d'une température élevée à une température plus basse. Le corps en évolution cède intégralement à la source froide celle qu'il avait reçue de la source chaude.

Par une étude graphique très simple, on peut alors montrer que dS ou $\frac{dQ}{T}$ est une différentielle exacte et que l'entropie d'un corps est une fonction de l'état défini de ce corps.

Au cours de cet exposé, très synthétique, et qui donne une vue générale de l'évolution des divers phénomènes étudiés ordinairement d'une façon éparse, le problème de l'irréversibilité n'a pas pu être abordé, faute de temps.

2. — De l'interpolation précise d'une table numérique à progression quelconque ;

par F. Valentin,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

Le procédé utilisé est celui qui est connu sous le nom de méthode d'approche par un polynome, ce qui revient en somme à utiliser un développement limité centré sur la valeur de la variable la plus voisine de celle pour laquelle on veut calculer la fonction.

Le calcul des coefficients peut s'effectuer par identification (ce qui conduit à des calculs de déterminants fastidieux pour un ordre élevé), ou à l'aide de la méthode de Lagrange plus directe ; mais, dans l'un ou l'autre cas, les coefficients sont obtenus indépendamment et rien ne permet de prévoir à partir de quel ordre le calcul devient illusoire en raison des incertitudes des données elles-mêmes, on ne sait absolument pas le nombre optimum de termes qu'il est intéressant de considérer et, de plus, ce procédé de calcul ne permet pas de rejeter les valeurs de base qui sont accidentellement erronées.

Dans le cas où la table est donnée pour des valeurs en progression arithmétique de la variable, l'interpolation précise est facile et les procédés sont bien connus des astronomes [1], ils font appel aux différences premières, secondes, etc. et l'on s'arrête au rang à partir duquel les différences deviennent négligeables ou à variation erratique.

Notre procédé est une généralisation du précédent, dans le cas où les intervalles de la variable sont quelconques, il est basé sur le fait évident que la connaissance des différences des différents ordres permet de reconstituer, à partir d'une valeur connue, le tableau entier avec progression arithmétique de la variable. Une fois ce tableau obtenu et pour un intervalle de variation suffisamment petit de la variable (et fonction de la précision que l'on désire), l'interpolation linéaire est suffisante et permet alors d'avoir rapidement un très grand nombre de valeurs.

Nous prendrons comme unité la raison de la progression arithmétique de la variable, avec laquelle nous voulons construire le tableau régulier. Formons

(1) *Connaissance des Temps* (année indifférente), rubrique « Interpolation ».

alors le tableau suivant qui s'explique facilement :

$$\begin{array}{llllll}
x_1 & y_1 & & & & \\
 & & Q(x_1, x_2) & & & \\
x_2 & y_2 & & Q(x_1, x_2, x_3) & & \\
 & & Q(x_2, x_3) & & Q(x_1, x_2, x_3, x_4) & \\
x_3 & y_3 & & Q(x_2, x_3, x_4) & & Q(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5) \\
 & & Q(x_3, x_4) & & Q(x_2, x_3, x_4, x_5) & \\
x_4 & y_4 & & Q(x_3, x_4, x_5) & & \\
 & & Q(x_4, x_5) & & & \\
x_5 & y_5 & & & &
\end{array}$$

Q est le quotient de la différence des deux Q qui sont immédiatement à sa gauche par la différence des variables extrêmes; exemple :

$$Q(x_1, x_2, x_3, x_4) = \frac{1}{x_1 - x_4}[Q(x_1, x_2, x_3) - Q(x_2, x_3, x_4)].$$

Soit alors

$$y = f(x) = A + Bx + Cx^2 + \ldots + Nx^n$$

le polynome d'approche et cherchons le résultat des opérations Q sur la puissance isolée x^p. Nous désignerons par $P_q(x_1, x_2, \ldots, x_l)$ un polynome homogène de degré q, symétrique et complet par rapport à $x_1, x_2, \ldots, x_l$ et dont tous les termes sont affectés du coefficient $+1$. Nous avons évidemment

$$Q(x_1, x_2) = \frac{1}{x_1 - x^2}(x_1^p - x_2^p) = P_{p-1}(x_1, x_2),$$

$$Q(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{x_1 - x_3}[P_{p-1}(x_1, x_2) - P_{p-1}(x_2, x_3)]$$
$$= P_{p-2}(x_1, x_2, x_3).$$

On généralise aisément en remarquant que

$$P_{p-2}(x_1, x_2, x_3) = x_1^{p-2} + x_1^{p-3} P_1(x_2, x_3) + x_1^{p-4} P_2(x_2, x_3) + \ldots,$$
$$P_{p-2}(x_2, x_3, x_4) = x_4^{p-2} + x_4^{p-3} P_1(x_2, x_2) + x_4^{p-4} P_2(x_2, x_3) + \ldots,$$

d'où

$$\begin{aligned} Q(x_1, x_2, x_3, x_4) = {} & P_{p-3}(x_1, x_4) \\ & + P_{p-4}(x_1, x_4) P_1(x_2, x_3) \\ & + P_{p-5}(x_1, x_4) P_2(x_2, x_3) + \ldots \\ = {} & P_{p-3}(x_1, x_2, x_3, x_4). \end{aligned}$$

Après p opérations successives, le Q correspondant se réduit à 1. On déduit de ceci que l'opération Q sur le polynome conserve les coefficients dudit polynome et que le degré décroît chaque fois d'une unité. On a donc

$$Q(0, 0) = B, \quad Q(0, 0, 0) = C, \quad \ldots, \quad Q(0, 0, \ldots, 0) = N.$$

Si, par un changement d'origine, on désigne par $x_k = 0$, la valeur de la variable au voisinage immédiat de laquelle on veut faire l'interpolation, les nombres Q du tableau qui sont situés à la hauteur de x_k sont, à peu de choses près, les coefficients successifs du développement limité. Ils ne dépendent donc pas de l'intervalle et l'on aurait les mêmes valeurs des nombres Q dans le tableau à intervalle unité que l'on cherche à constituer.

Or, il est facile de montrer que, dans ce cas, les nombres Q ne sont autres que les différences premières, secondes, ..., $n^{\text{ièmes}}$ divisées par les factorielles de 1, 2, ..., n.

Des valeurs numériques des quotients Q, on passe donc facilement aux différences correspondantes, donc au tableau à intervalle constant que de légères retouches permettront de faire cadrer exactement avec les données initiales.

Le réel avantage de cette méthode est de montrer d'un seul coup d'œil l'ordre qu'il est inutile de dépasser; en effet, on arrêtera le tableau des quotients Q à la colonne qui comportera des nombres suffisamment petits ou dont la variation paraîtra erratique.

D'autre part, si à un moment donné une colonne perd sa régularité sur une ou deux lignes, on sera averti qu'un des nombres qui sert à la confection de la table est fortuitement erroné. En supprimant alors arbitrairement, l'un après l'autre les nombres ayant contribué au calcul suspect, on sera assuré d'avoir éliminé la mauvaise valeur lorsque la colonne des nombres Q aura repris sa régularité.

Ce mode de calcul qui généralise le procédé bien connu des différences d'ordres successifs en conserve l'avantage fondamental qui est l'assurance d'une grande régularité, puisqu'il est basé en somme sur le principe de continuité (au sens physique) des différentes dérivées de la fonction à reproduire.

SECTION CENTRE-OUEST.
(Poitiers.)

SÉANCE DU 29 MARS 1952.

M. Cotte préside.

M. Cordier, Professeur à l'École Nationale supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, présente la Communication suivante :

Les phénomènes d'ordre mécanique et thermique rencontrés dans le vol en très haute atmosphère.

L'étude de la mécanique des gaz très raréfiés est une science relativement récente, puisque le nom de « Superaérodynamique » sous laquelle elle est généralement désignée maintenant a été lancé pour la première fois par Zahm, en 1934. Aussi, nous a-t-il paru utile de présenter une synthèse des travaux qui ont été faits dans ce domaine au cours des 20 dernières années.

Nous avons divisé notre exposé en trois parties.

Dans la première, nous avons examiné l'aspect physique du problème, dans la deuxième, nous avons exposé les méthodes de calcul et établi les équations fondamentales et dans la troisième, nous avons donné quelques résultats de calcul typiques des particularités des phénomènes rencontrés dans le vol en très haute atmosphère.

L'hypothèse de continuité qui est à la base de l'Aérodynamique classique, cesse ici d'être admissible. Considérons un solide se déplaçant dans un fluide gazeux; le domaine de la Superaérodynamique est celui pour lequel les molécules qui constituent le fluide et qui se trouvent au voisinage du solide, ont plus de chances de rencontrer celui-ci que de rencontrer d'autres molécules du fluide.

On peut, en précisant cette notion sommaire au moyen du libre parcours moyen des molécules, définir les limites des divers domaines de l'Aérodynamique. A l'opposé de l'Aérodynamique classique, se place le domaine de l'écoulement dit « de molécule libre » pour lequel on néglige complètement les chances de collisions des molécules entre elles au voisinage du solide.

Nous laissons ici de côté les domaines intermédiaires pour ne nous intéresser qu'à ce dernier qui correspond au vol d'un solide dont les dimensions sont de l'ordre du mètre à des altitudes comprises entre 120 et 220 km.

Le fait de négliger les collisions mutuelles des molécules, permet de considérer séparément l'ensemble des molécules qui vont frapper le solide et qui constituent le « flot de molécules incidentes » et l'ensemble des molécules qui ont frappé le solide et qui constituent alors le « flot de molécules réfléchies ». Ces deux ensembles de molécules n'ont pas d'influences mutuelles, d'où il résulte pour le flot de molécules incidentes la distribution de vitesses correspondant à un gaz en équilibre thermique, c'est-à-dire la distribution maxwellienne. Si l'on se place sur le plan statistique, on est conduit à admettre que la distribution des vitesses du flot de molécules réfléchies est également maxwellienne avec une échelle de distribution sur la courbe normale d'erreur qui fixe la température de ce flot réfléchi.

Pour pouvoir fixer les caractéristiques du flot de molécules réfléchies, il faut faire un certain nombre d'hypothèses sur le mécanisme de la réflexion des molécules sur le solide. On considère deux mécanismes fondamentaux :

— La réflexion dirigée où les molécules rebondissent sur le solide comme la lumière sur un miroir avec durée de contact nulle. Les vitesses des molécules ont les mêmes valeurs avant et après le contact et l'énergie E_r du flot réfléchi est égale à l'énergie E_i du flot incident.

— La réflexion diffuse pour laquelle, après un contact plus ou moins long avec le solide, les molécules sont réémises dans une direction sans rapport avec la direction incidente et avec des vitesses inférieures. L'énergie du flot réfléchi est alors reliée à l'énergie du flot incident par l'intermédiaire du coefficient d'accommodation

$$\alpha = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_p},$$

d'où E_p serait l'énergie du flot des molécules réfléchies si leur répartition de vitesses correspondait à une température égale à celle du solide. C'est la valeur de α mesurée pour un gaz au repos par rapport au solide que l'on utilise, en général, dans les calculs relatifs au mouvement d'un solide dans un gaz raréfié.

Dans le cadre de ce résumé, il est impossible d'établir les équations fondamentales de l'écoulement de molécule libre et nous nous contenterons d'indiquer quelles sont les méthodes de calcul qui conduisent à ces équations.

On considère une surface plane d'aire égale à l'unité qui se déplace dans un gaz raréfié avec une certaine vitesse U et avec une incidence θ.

On commence d'abord par calculer le nombre de molécules frappant cette surface plane dans l'unité de temps, ce qui fixe l'importance du flot de molécules incidentes. On calcule ensuite, pour l'ensemble de ces molécules, la quantité de mouvement totale et l'énergie intrinsèque qui leur sont attachées.

On calcule les mêmes quantités pour le flot de molécules réfléchies.

La différence entre la quantité du mouvement transportée par le flot incident et celle qui est emportée par le flot réfléchi donne la quantité de mouvement transférée à la surface par le gaz dans l'unité de temps.

Si l'on prend les composantes de cette quantité de mouvement suivant la normale à la surface et le plan tangent, on détermine les efforts normaux et tangentiels exercés par le gaz.

De la même façon, un bilan énergétique faisant entrer en jeu l'énergie échangée entre surface et molécules gazeuses au moment de l'impact des molécules et l'énergie échangée par rayonnement, permet de calculer la température qui est prise par la surface. Il est intéressant de noter que ce calcul énergétique doit être fait avant le calcul des efforts, car la température du flot réfléchi qui en découle intervient dans la détermination de la quantité de mouvement du flot réfléchi. Tous ces calculs sont grandement facilités par le fait que les distributions de vitesse sont toutes maxwelliennes.

Une fois calculés les efforts exercés sur une surface unité, il suffit pour un solide de forme quelconque, d'effectuer une intégration portant sur tous les éléments qui constituent la surface extérieure du solide. Il n'y a alors aucune difficulté de principe lorsque le solide ne présente pas de partie concave.

Nous ne donnerons pas ici d'exemples de calculs, renvoyant le lecteur aux publications citées dans la bibliographie succincte qui suit :

Bibliographie sommaire.

Zahm. — Superaerodynamics. *J. Frank. Inst.*, 1934, **217**, 153-166.

Sanger. — Gaskinetik sehr hoher Fluggeschwindigkeiten. Deutsche-Luftfahrtforschung. *Bericht* 972, Berlin, 1938.

Hsue-Shen Tsien. — Superaerodynamics. Mechanics of Rarefied gases. *J. A. Sciences*, december 1946.

H. T. Tsien. — Wind-Testing Problems in Superaerodynamics. *J. A. Sciences*, october 1948.

Holt-Ashley. — Application of the Theory of free molecule flow to Aeronautics. *Inst. Aeron. Sciences preprint.*, 1948, n° 164.

Jukoff and Stalder. — Heat transfer to bodies traveling at high speed in the Upper Atmosphere, Naca, 1948.

Luntz. — Aérodynamique moléculaire. *La recherche aéronautique*, 1949, n° 7.

SÉANCE DU 3 AVRIL 1952.

M. PATTE, Doyen de la Faculté des Sciences préside.

M. E. DARMOIS, Professeur à la Sorbonne, expose une Conférence sur le sujet suivant :

L'eau et les solutions aqueuses.

SÉANCE DU 24 MAI 1952.

M. COTTE préside.

La Communication suivante a été présentée :

Essai des métaux par déformation rapide;

par Yves PIRONNEAU,
Faculté des Sciences de Poitiers.

L'influence d'une grande vitesse de déformation sur les propriétés mécaniques des métaux présente une importance pratique considérable (laminage à grande vitesse, assemblages soumis à des efforts dynamiques, etc.). Elle joue un rôle primordial dans le comportement des projectiles et des blindages.

On sait, depuis longtemps, que les métaux peuvent supporter, pendant un temps très court, des efforts dépassant de beaucoup leur limite élastique « statique » sans présenter de déformation plastique.

Pour étudier, de façon plus précise, un tel comportement, on a réalisé des *machines d'essai* à grande vitesse.

Dans les premières expériences, *une masse tombant en chute libre* venait tirer l'extrémité inférieure d'un fil vertical long de plusieurs mètres.

Pour les vitesses moyennes d'essai (inférieures à 10 m/s), on peut utiliser *un pendule* qui, lorsqu'il passe par sa position d'équilibre, vient tirer l'extrémité libre de l'éprouvette [1], [2].

La vitesse de l'essai est définie, soit par la vitesse moyenne $\overline{V}$ de l'extrémité mobile, soit par la vitesse relative de déformation ou taux de déformation

$$\varepsilon' = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{V}{l}$$

($\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ = allongement relatif).

Pour obtenir de plus *grandes vitesses* de traction, le « marteau » qui vient entraîner l'extrémité du fil vertical est lancé par un petit canon pneumatique [3] ou accéléré par des bandes élastiques tendues qui agissent encore pendant le choc de façon à maintenir la vitesse constante [4].

Enfin, de nombreuses machines de traction rapide utilisent l'énergie cinétique de *rotation d'un disque* pour rompre l'éprouvette [5], [6], [7]. La vitesse de traction peut atteindre 100 m/s et le taux de déformation 5 000 s^{-1}.

Pour les essais de *compression rapide*, le marteau, accéléré comme pour les essais de traction, vient heurter un cylindre métallique posé sur une enclume. Pour des vitesses plus grandes (jusqu'à 1000 m/s), les cylindres à étudier sont projetés contre des plaques de blindage et leur déformation plastique est mesurée après le choc [8].

On a cherché à *mesurer* pendant le choc *l'effort* supporté par l'éprouvette et sa *déformation*.

Pour mesurer l'effort de traction, on utilise soit des quartz piézoélectriques, soit des jauges à fil résistant collées sur un cylindre d'acier reliant la tête de l'éprouvette au socle de la machine.

Les déformations peuvent être connues en enregistrant les variations de résistance électrique d'un fil métallique fixé aux deux extrémités de l'éprouvette ou mesurées à l'aide d'une cellule photoélectrique qui reçoit un faisceau lumineux dont la largeur diminue lorsque l'éprouvette s'allonge.

L'*énergie* absorbée par la rupture peut se déduire des élongations d'un lourd pendule avant et après le choc. On peut aussi mesurer l'aire située sous la courbe $\sigma(\varepsilon)$ des contraintes en fonction des déformations.

Les *résultats* obtenus sont difficilement comparables, car les métaux utilisés n'ont pas même composition et ont reçu des traitements thermiques ou mécaniques différents. De plus, les conditions de l'essai ne sont pas identiques. Enfin, les indications des appareils de mesure peuvent être modifiées par la vitesse de l'essai.

La *limite élastique* est difficile à définir même dans un essai statique. On admet que le métal se comporte élastiquement tant que la déformation permanente reste inférieure à une valeur arbitraire faible (par exemple 0,2 pour 100). Dans ces conditions, la limite élastique des divers métaux augmente avec la vitesse de déformation, rapidement au début et reste ensuite à peu près constante. Le rapport entre les valeurs dynamique et statique peut atteindre 2 pour l'acier doux alors qu'il reste voisin de l'unité pour les aciers résistants. En compression, ce rapport atteint 2,5 pour le duralumin, 3,5 pour l'acier. Il diminue et tend vers 1 lorsque la limite statique augmente [8].

La *résistance à la rupture* semble peu influencée par la vitesse de déformation. Elle croît lentement, mais beaucoup moins vite que la limite élastique et certains auteurs pensent qu'elle varie comme le logarithme du taux de déformation.

Lorsque la vitesse de l'essai augmente, *l'énergie* nécessaire pour produire la rupture augmente plus ou moins rapidement suivant les chercheurs et certains trouvent qu'elle diminue pour le duralumin et certains aciers.

Lorsque la vitesse devient très grande, l'énergie absorbée passe par un maximum, puis décroît rapidement lorsque la vitesse dépasse une certaine « vitesse critique » [3], [4], [5].

Toutes les mesures supposent que la contrainte et la déformation ont, à chaque instant, la même valeur dans toute l'éprouvette. En fait, dès que la vitesse de déformation dépasse quelques mètres par seconde, l'inertie du métal crée une répartition non homogène dans la masse qu'il faut étudier *théoriquement* en considérant la propagation des ondes de déformation

(élastique ou plastique) [4]. Chaque accroissement de déformation de ε à $\varepsilon + d\varepsilon$ se déplace avec la vitesse

$$c(\varepsilon) = \sqrt{\frac{1}{\rho}\frac{d\sigma}{d\varepsilon}},$$

ρ étant la masse spécifique du métal, $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ la tangente à la courbe contrainte-déformation. (Dans la partie élastique, $\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E$, module d'Young.)

La théorie prévoit, en particulier, l'existence d'une « vitesse critique » en traction, ce qui est vérifié expérimentalement. Elle peut expliquer, qualitativement, l'existence de deux zones de strictions pour les éprouvettes d'acier.

Cependant, un léger écart systématique entre les résultats expérimentaux et les valeurs prévues théoriquement montre que, dans tous ces essais, les *efforts réduits par la vitesse de déformation* ne sont pas négligeables.

De plus, aux grandes vitesses, la *chaleur* produite par la déformation adiabatique peut diminuer la résistance du métal.

Tous ces résultats ne présentent que l'aspect macroscopique et statique des phénomènes. Il nous a semblé indispensable de considérer l'aspect physique des déformations et les *modifications de structure* du métal au cours du choc. Pour pouvoir comparer les résultats, des éprouvettes aussi identiques que possible sont découpées dans un même gros cristal d'un alliage AlCu (à 4 pour 100). Elles sont ensuite soumises à des chocs par traction plus ou moins rapide, la rupture se produisant après un nombre limité de chocs (fatigue à court terme).

Pendant le choc, les dislocations les plus instables disparaissent quel que soit le plan de glissement. Les quatre plans (111) interviennent, mais leur comportement est différent suivant l'importance du premier choc dont l'influence semble prépondérante. De plus, dans la zone de rupture, des glissements se produisent souvent suivant un système de plan (110) presque parallèle à l'axe. Notons, enfin, la fragmentation du cristal qui se produit parfois au cours du choc et qui est confirmée par une étude faite au microscope et à l'aide de rayons X.

Nous voyons donc qu'au cours d'un essai dynamique, le cristal utilise d'autres possibilités de déformation et c'est par l'étude de ces processus élémentaires qu'il sera possible de mieux comprendre le comportement des métaux soumis à des sollicitations brusques.

[1] Clark D. S. et Datwyler G. — *Proc. A. S. T. M.*, 1938, **38**, part II, 98.
[2] Brown A. F. et Vincent N. — *Jal. Proc. I. M. E.* juin 1941, p. 126.
[3] Hoppmann W. H. — *Proc. A. S. T. M.*, 1947, **47**, 502.
[4] Von Karman T. et Duwez P. — *Jal. Applied Phys.*, 1950, **21**, 987.
[5] Mann H. C. — *Proc. A. S. T. M.*, 1946, p. 85.
[6] Fehr R. D. et Parker E. R. — *Jal. Applied Mech.*, mars 1944, p. A 65.
[7] Manjoine M. et Nadai A. — *Proc. A. S. T. M.*, 1940, **40**, 822.
[8] Taylor G. I. et Wiffin A. C. — *Proc. Roy. Soc.*, 1944 à 1948, p. 289.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 25 AVRIL 1952.

M. Gorodetzky préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Propriétés magnétiques et diagrammes des alliages nickel-lanthane ;

par J. Wucher.

(*Un article détaillé sur la question paraîtra dans le* Journal de Physique.)

2. — Étude du temps de relaxation de l'effet Kerr en courant alternatif ;

par Henri Benoit.

Nous nous sommes proposés de vérifier la théorie de l'effet Kerr en courant alternatif [1], théorie qui n'avait pas été vérifiée de façon systématique jusqu'à ce jour, soit parce que les effets de relaxation se produisaient à des fréquences trop élevées, soit parce que les expériences avaient été entreprises sur des solutions mal définies et étudiées à des concentrations trop fortes.

Pour une substance orientée par formation d'un moment dipolaire induit, on obtient, pour grandeur de la biréfringence Δn au temps t, du milieu soumis au champ sinusoïdal

$$E = \sqrt{2}\, E_{ef} \sin \omega t$$

l'expression

$$\Delta n = \Delta n_0 \left[1 + \frac{\cos(2\omega t - \delta)}{\sqrt{1 + \omega^2 T^2}} \right].$$

Dans cette formule, Δn_0 est la biréfringence en régime permanent sous l'action du champ constant E_{ef},

$$\operatorname{tg} \delta = \omega T \qquad \text{et} \qquad T = \frac{1}{3D},$$

D étant la constante de diffusion de rotation de la substance étudiée.

Si la substance est orientée par action du champ sur un moment permanent, les résultats sont différents et Δn tend vers 0 quand la fréquence augmente indéfiniment.

Pour étudier ce phénomène, nous avons utilisé une suspension de virus de la mosaïque du tabac dans l'eau pure prise à des concentrations de 5 à 10 mg par 100 cm³. La cuve de Kerr était placée entre deux nicols croisés et une cellule photoélectrique recevait le faisceau lumineux modulé. Son courant photoélectrique, amplifié par un amplificateur alternatif à large bande passante et sans distorsion de phase, attaque les plaques de déflection verticale d'un oscillographe. Un disque tournant placé sur le trajet du faisceau lumineux permet d'interrompre la lumière

une vingtaine de fois par seconde, afin de rendre possible la mesure de la partie non modulée de la biréfringence.

Un générateur basse fréquence suivi d'un amplificateur envoie aux bornes de la cuve une tension sinusoïdale comprise entre 0 et 300 V et dont la fréquence peut varier entre 20 et 20 000 c. En branchant directement aux bornes de la cuve les plaques de déviation horizontale de l'oscillographe, on aperçoit, sur l'écran, la figure de Lissajous relative à deux fréquences, l'une double de l'autre. En mesurant la distance du point le plus haut et du point le plus bas de cette courbe par rapport à l'horizontale correspondant au moment où le disque tournant masque le faisceau lumineux, on obtient, par une méthode connue, les valeurs extrêmes de la biréfringence, soit Δn_{max} et Δn_{min} [2].

On mesure aussi le déphasage en comparant l'ordonnée du point d'intersection des deux boucles de la courbe de Lissajous aux ordonnées maxima et minima. En reportant les résultats obtenus en fonction de la fréquence, on constate que les courbes sont qualitativement bien représentées par les formules citées plus haut, les écarts pouvant être attribués au manque de précision des mesures et à la polydispersité du système. On peut déduire de ces courbes une valeur moyenne de la constante de diffusion de rotation de la substance étudiée; on obtient ainsi $D = 420\ s^{-1}$.

Ce résultat est en bon accord avec les valeurs obtenues par d'autres méthodes et montre la validité, dans ce cas, de la théorie de la biréfringence électrique en courant alternatif. Il montre, en outre, que le virus de la mosaïque du tabac est orienté par un mécanisme analogue à celui de l'orientation par moment induit, ce que nous avions déjà signalé [2]. Il semble que la précision dans les mesures soit insuffisante pour que l'on puisse obtenir des résultats quantitatifs sur la polydispersité du système.

[1] Peterlin A. et Stuart H. — Doppelbrechung, insbesondere künstliche Doppelbrechung. Leipzig, 1943.
[2] Benoit H. — *Ann. Phys.*, 1951, 12e série, **6**, 561.

SÉANCE DU 7 MAI 1952.

M. Gorodetzky préside.

M. J. Heidmann présente la Conférence suivante, dont le texte a déjà paru dans *Phys. Rev.*, 1951, **85**, 274.

Étude théorique de la photocapture nucléaire.

Le conférencier donne quelques généralités sur l'interaction des photons avec les noyaux : contributions dipolaire et quadripolaires, dépendance avec l'énergie du photon, modes d'absorption du photon, mesures expérimentales par radioactivité, par compteurs. Il se restreint ensuite au point qui l'occupe : dépendance de la section efficace d'absorption σ_γ avec la masse atomique du noyau [1]. Cette section est simplement $\sigma_\gamma = \frac{\sigma_{\gamma-n}}{N}$, où $\sigma_{\gamma-n}$ est la section efficace de production de neutrons et N le nombre moyen de neutrons émis par le noyau absorbant. $\sigma_{\gamma-n}$ est tiré des expériences faites avec les photons du Li. N est calculé par le modèle du noyau composé. La majeure partie de la Conférence porte alors sur la dérivation d'une formule semi-empirique pour la détermination de la densité des niveaux des noyaux légers (Z de 10 à 30), faisant appel à diverses techniques de la physique des neutrons : dénombrement de résonances, mesures de largeurs de résonances, de sections efficaces de capture radiative, de largeurs radiatives. Il est ensuite montré que les noyaux légers excités à 17 MeV évaporent surtout des protons et ce, malgré la barrière de potentiel : N est petit, de 0,1 à 0,3 et, de plus, présente une remarquable oscillation selon la parité de Z. Ce n'est que pour les noyaux plus lourds que Ni, que l'évaporation de neutrons l'emporte sur celle de protons. Enfin, σ_γ est calculé et trouvé être proportionnel à Z à 25 pour 100 de fluctuations près

$$\sigma_\gamma(Z) = 2,4 Z \text{ millibarn},$$

pour Z de 10 à 92.

[1] Heidmann J. et Bethe H. A. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 274.

CONFÉRENCES.

Trois Conférences, présidées par M. Gorodetzky, ont été données les 10, 13 et 16 mai 1952, par

M. E. Thellier, Directeur de l'Observatoire du Parc Saint-Maur;

M. L. Rosenfeld, Professeur à l'Université de Manchester.

Le 10 mai 1952,

Conférence de M. E. Thellier,

Directeur de l'Observatoire du Parc Saint-Maur :

Recherches sur le champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique;

Deux Conférences de M. L. Rosenfeld,

Professeur à l'Université de Manchester :

le 13 mai 1952 : **Complémentarité,**

le 16 mai 1952 : **Les fondements de la Mécanique statistique.**

SÉANCE DU 6 JUIN 1952.

M. Gorodetzky préside.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

1. — Application de la méthode photographique corpusculaire à la biologie des radioéléments ;

par M. P. Cüer, Ch. M. Gros et R. Rechenmann.

La méthode autoradiographique utilisant l'impression photographique globale des radiations nucléaires a subi quelques améliorations notables depuis ces toutes dernières années où, grâce aux piles, l'emploi des radioéléments artificiels en Biologie vient de se généraliser considérablement. Les procédés les plus employés sont : soit le pelliculage, le film spécial sans support est fixé sur la coupe histologique; soit le montage de la coupe sur l'émulsion. Quelques physiciens ont commencé à expérimenter des émulsions liquides en protégeant, en général, le matériel biologique à l'aide d'une couche de matière plastique.

Une collaboration étroite entre physiciens et biologistes nous a permis d'appliquer à l'histologie la méthode photographique corpusculaire dont la valeur quantitative a fait ses preuves depuis quelques années. Grâce à l'enregistrement individuel des traces α et β, la localisation d'un petit nombre d'atomes radioactifs au sein de la cellule est possible avec des doses d'éléments 10^3 fois plus réduites que celles requises dans les autoradiographies ordinaires ou la détection aux compteurs, qui exigent des milliers d'atomes. Ces doses infinitésimales ne risquent donc pas de nécroser les tissus pour observer, par exemple, le métabolisme des éléments. Le dosage quantitatif absolu très imprécis en autoradiographie et global avec les compteurs devient, dans notre méthode « trace histophotographique », d'une précision comparable à celle des mesures relatives aux réactions nucléaires courantes.

Le procédé doit être simple et reproductible, utilisable à grande échelle pour suivre dans le temps l'action radiobiologique. Le spécimen doit rester étroitement solidaire de l'émulsion. Nous avons donc préféré couler l'émulsion nucléaire sur la coupe convenablement préparée. Il a fallu surmonter deux difficultés techniques importantes : l'émulsion doit pénétrer dans la coupe, tout en facilitant l'adhérence et la coloration doit être effectuée à travers l'émulsion sans rendre la gélatine opaque pour l'observation microscopique.

L'émulsion nucléaire rendue suffisamment fluide est coulée bien horizontalement, en couche de quelques dizaines de microns, à 35° C, sur les coupes ramenées graduellement à l'eau distillée. Le séchage dans un courant d'air dépoussiéré dure une quinzaine d'heures. Les temps d'exposition, dépendant de la période des corps radioactifs varient de quelques heures à quelques mois, à $t \simeq 5°$ C. Les processus photographiques sont ensuite identiques à ceux couramment employés en photographie nucléaire. Après quelques essais peu satisfaisants avec les colorants histologiques classiques, nous utilisons le glychæmalun (1), en différenciant graduellement à ClH pour éliminer d'abord la coloration de la gélatine. En général, cette coloration suffit pour repérer la spécificité des localisations. L'interprétation est aidée par des coupes voisines non émulsionnées, colorées classiquement. Le procédé doit, du reste, être ajusté pour chaque variété de tissu qui possède des caractéristiques spéciales.

L'application de la méthode est illustrée par deux exemples typiques choisis dans les radioactivités α et β. Des clichés en couleur sont montrés (G ~ 20 000) pour indiquer la coloration spécifique des tissus et la localisation individuelle des noyaux radioactifs.

1. *Étude d'une partie de foie d'un malade ayant subi une injection de thorotrast* (pose photographique, 15 jours). — Th est sélectivement concentré dans les macrophages à ce stade avancé de la localisation cellulaire. Dans ce cas particulièrement actif, on calcule une concentration élevée de Th de $\sim 10^{-10}$ g par macrophage moyen (15 pour 100 en poids). La proprotion statistique de l'énergie dépensée par les α dans les macrophages est de l'ordre de 0,37, soit une dose moyenne équivalente de 6,5 rœntgen par jour par gramme de macrophage. Les actions biologiques spécifiques de cette énergie corpusculaire sont encore à préciser dans des expériences en cours.

2. *Étude de la thyroïde d'un malade traité à* I^{131}. — La concentration dans chaque cellule de follicule indiquée sur les clichés projetés correspond à la présence de quelques noyaux de I^{131}.

Les détails cliniques relatifs à ces deux patients étudiés par les méthodes classiques de la médecine sont donnés dans une deuxième partie de cet exposé.

Des améliorations histologiques sont en cours. Notamment pour détailler la coloration et pour tenir compte d'une petite perte éventuelle des radioéléments durant les processus de préparation des coupes.

(1) Suivant un processus indiqué par J. Vivien.

(*) 2. — Propriétés magnétiques de quelques phases de Laves ;

par A. J. P. Meyer et P. Taglang,
Institut de Physique, Strasbourg.

Les champs moléculaires des substances magnétiques sont fonction essentielle des distances interatomiques. Les phases de Laves dans lesquelles on observe des variations de distances interatomiques importantes fournissent des renseignements intéressants à ce sujet. Les phases de Laves [1] sont des alliages intermétalliques généralement de composition AB_2 qui cristallisent dans les réseaux des types C 14 (ex. : $MgZn_2$), C 15 (ex. : $MgCu_2$) et C 36 (ex. : $MgNi_2$), C 15 étant de symétrie cubique, C 14 et C 36 de symétrie hexagonale.

Ces trois types de réseaux peuvent être considérés chacun comme formés de deux sous-réseaux A et B imbriqués l'un dans l'autre, le nombre de voisins de même espèce étant de quatre pour les atomes A, de six pour les atomes B. Les rayons des atomes en présence $\left(\frac{r_A}{r_B} \approx \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}}\right)$ et les distances réticulaires

observées permettraient de conclure à une certaine autonomie des sous-réseaux A et B.

Dans $MgCu_2$, par exemple, les atomes Mg occupent les nœuds d'un réseau du type diamant, à l'intérieur de la maille duquel les quatre octaèdres normalement vides sont occupés chacun par quatre atomes de cuivre localisés au sommet d'un tétraèdre. Les phases hexagonales ne diffèrent de la phase cubique que par la symétrie; les rapports des distances $d_{B\text{-}B}/d_{A\text{-}B}/d_{A\text{-}A}$ sont presqu'égaux pour les trois types de réseaux, identiques pour C 14 et C 36 (0,853/1/1,043 pour C 15; 0,858/1/1,050 pour C 14 et C 36). Dans ces réseaux, on observe une contraction des distances atomiques à l'intérieur des sous-réseaux par rapport aux distances observées dans les mailles des éléments. Cette contraction est particulièrement marquée dans les sous-réseaux B où elle est de l'ordre de 2 à 3 pour 100 et doit entraîner une déformation sensible des orbites atomiques.

Nous avons étudié du point de vue magnétique quelques-uns de ces alliages comprenant chacun, dans l'un de ses sous-réseaux, un élément ferromagnétique. Les résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessous.

	Type.	d_{A-A}.	θ (°C).	$\frac{\mu_B}{mol.}$.
$FeBe_2$ [2]	C 14	2,56 2,58	643	2,24
		d_{B-B}.		
$ZrFe_2$	C 15	2,49	372	2,92
$Zr_{0,81}Fe_{2,19}$	C 36	2,48	~400	~2,9
$TeFe_2$	C 14	2,38	~100	~0,2
$TiCo_2$	C 15	2,37	Paramagnétique constant	
$ZrCo_2$	»	2,44	(20 < t < 600 °C)	
$CeCo_2$	»	2,53	Aller 143 / Retour 96	~0,2
$MgNi_2$	C 36	2,40	230	~0,01
$CeNi_2$	C 15	2,54	2 770 °K	2,30
$LaNi_2$ [3]	»	2,56	Paramagnétique constant (20 < t < 600 °C).	

Parmi les alliages étudiés non ferromagnétiques, seul $CeNi_2$ est paramagnétique variable; son moment moléculaire de 2,30 μ_B est voisin de celui observé pour le cérium métallique à basse température : 2,35 μ_B, $LaNi_2$, $TiCo_2$ et $ZrCo_2$ possèdent un paramagnétisme constant dans un intervalle de température de 20 à 600° C, les deux derniers probablement à cause des distances extrêmement courtes entre atomes de cobalt.

Les alliages ferromagnétiques donnent lieu à quelques observations. $FeBe_2$ est ferromagnétique avec un moment de 2,24 μ_B par atome de fer, malgré la présence des électrons du béryllium. Ce moment est voisin de celui du fer α; ce fait peut justifier l'hypothèse d'une certaine indépendance des deux sous-réseaux A et B. $ZrFe_2$ et $Zr_{0,81}Fe_{2,19}$ qui possèdent à peu près la même distance réticulaire ont des points de Curie presque identique; dans $ZrFe_2$, le moment porté par atome de fer est de 1,46 μ_B. $TiFe_2$, isoélectronique avec $ZrFe_2$, n'est, par contre, que très faiblement ferromagnétique. Ce fait pourrait être rapporté à un antiferromagnétisme croissant avec le raccourcissement des distances, observé pour $ZrFe_2$ et $TiFe_2$.

La disparition et la réapparition du ferromagnétisme de $CeCo_2$ est irréversible, ce qui pourrait laisser supposer, à cette température, un changement d'état qui n'a cependant pas été signalé par ailleurs [4].

On peut expliquer le faible moment de $MgNi_2$ si l'on suppose que les atomes Mg abandonnent leurs électrons extérieurs au cristal, les atomes Ni reprenant presque leur état normal. Le moment calculé serait alors de 0,03 μ_B.

Il reste à noter l'apparition de ferromagnétisme dans ces alliages malgré des distances entre atomes porteurs de moment *anormalement courtes*, ceci à l'exception de $CeCo_2$. Ce fait peut être rapporté aux déformations et *contractions* importantes que subissent les orbites atomiques dans les phases de Laves, ramenant les distances $d - 2r$ entre couches magnétiques dans leurs limites normales. Si ces distances étaient malgré tout trop courtes, on pourrait, pour expliquer le ferromagnétisme de ces alliages, envisager un mécanisme d'antiferromagnétisme à moment résultant entre atomes de différente ou de même espèce comme le suggère la différence de moment des alliages isoélectroniques $ZrFe_2$ et $TiFe_2$.

Signalons encore que l'étude magnétique des alliages à deux porteurs de moment ferromagnétique $GdFe_2$ et $GdMn_2$ qui cristallisent tous deux dans le réseau C 15 pourrait fournir des renseignements intéressants sur ces alliages et les ferromagnétiques en général.

[1] Schulze G. — *Z. Elektrochemie*, 1939, **45**, 849.
[2] Meyer A. J. P. et Taglang P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1545.
[3] Wucher J. — *J. Physique Rad.*,
[4] Vogel R. — *Metallforschung*, 1947, **2**, 97.

SÉANCE DU 20 JUIN 1952.

M. Gorodetzky préside.

Conférence de M. le Professeur C. J. Gorter,
Directeur du Laboratoire Kamerlingh Onnes, à Leyde.

Exposé d'ensemble sur les recherches en cours dans le Laboratoire Kamerlingh Onnes, à Leyde.

SECTION D'ALGER.

SÉANCE DU 27 MAI 1952.

Les trois Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Étude des couples thermoélectriques cuivre-alliage d'aluminium ;

par Jean SAVORNIN et Mme France SAVORNIN.

Nous avons étudié la f. é. m. des couples thermoélectriques formés de cuivre et d'aluminium, ce dernier métal étant pur ou allié. Les échantillons utilisés provenaient des métaux tels qu'ils sont livrés par l'industrie; ils ont seulement été recuits.

Les échantillons en forme de fils ou de rubans de 1 à 5 mm^2 de section, avaient une longueur de 20 à 30 cm. A chaque extrémité était fixée par serrage l'une des soudures d'un couple cuivre-constantan étalonné, l'autre soudure étant dans la glace fondante. L'extrémité inférieure de l'échantillon plongeait dans la glace, l'autre extrémité était placée dans l'axe d'un petit four cylindrique formé d'un enroulement de fil de nichrome, recouvert de corde d'amiante, bobiné sur un cylindre en pyrex. On mesurait sur un potentiomètre, contrôlé par un élément Weston, la f. é. m. du couple Cu-Al en expérience. Ce dernier avait donc une soudure au voisinage de 0° C, l'autre soudure à une température variable de 15 à 350° C.

Résultats expérimentaux. — Les résultats sont rapportés au cuivre employé; celui-ci nous donnait, avec le constantan, des forces électromotrices sensiblement égales à celles des tables. La figure montre les courbes obtenues et non les pointés individuels : ceux-ci sont suffisamment précis et reproductibles (au 1/200 près environ) pour ne pas s'écarter des courbes.

L'*aluminium raffiné* pur à 99,99 pour 100 (dénommé A 99), nous a fourni les f. é. m. suivantes :

°C.	μV.	°C.	μV.
0	0	233	1 000
30,5	100	270	1 200
59	200	308	1 400
107	400	338	1 600
154	600	351	1 700
195	800		

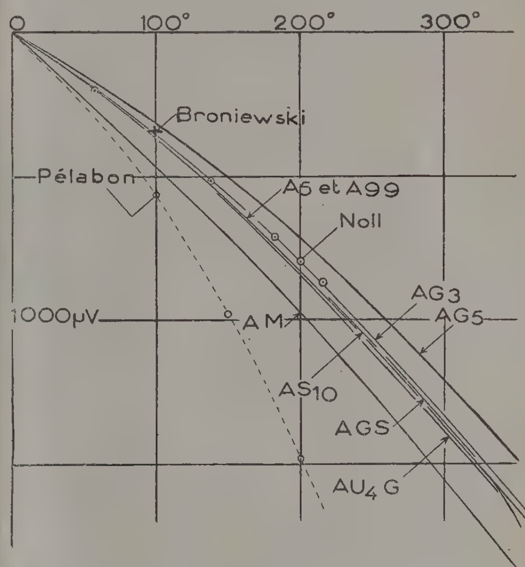
Ces chiffres concordent bien avec les nombres donnés par K. Noll [1] (points entourés de cercles sur la figure) et W. Broniewski [2]; ce dernier indique les f. é. m. à 100° des couples Al-Pb et Cu-Pb, d'où l'on déduit 345 μV pour le couple Cu-Al. Les chiffres donnés par H. Pélabon [3] (courbe en tirets) s'écartent, par contre, nettement de nos valeurs.

L'*aluminium* un peu moins pur A 5 (99,5 pour 100 de pureté) fournit des chiffres remarquablement identiques aux précédents, les courbes sont confondues sur la figure jusqu'à 340° environ.

Les alliages au *magnésium* montrent une diminution de la valeur absolue de la f. é. m. thermoélectrique : très peu marquée pour AG3 (3 pour 100 Mg), cette diminution atteint 145 μV à 300° pour AG 5 (alliage à 5 pour 100 de Mg). Cette conclusion est en accord avec les mesures systématiques de Broniewski.

Les alliages contenant du *silicium* (AS 10 à 10 pour 100 de Si; AGS à 0,6 pour 100 de Si et 0,7 pour 100 de Mg environ) montrent une très faible diminution de la f. é. m.; les valeurs obtenues conduisent à des courbes très voisines de celle donnée par Al pur : on n'a figuré sur le graphique qu'une petite portion de ces courbes.

Un alliage important est le *duralumin* AU 4 G (environ 4 pour 100 de Cu et 0,7 pour 100 de Mg); la f. é. m. thermoélectrique qu'il présente est très



légèrement supérieure à celle de Al pur, cette différence n'apparaissant qu'au delà de 120°.

Enfin, l'alliage AM au manganèse (1 à 2 pour 100 de Mn) offre une f. é. m. nettement supérieure à celle de l'aluminium : ceci confirme les mesures de Broniewski, conduites avec addition progressive de Mn à Al.

Conclusion. — Pour la plupart des alliages étudiés, les pouvoirs thermoélectriques sont très voisins de ceux de l'aluminium pur. Seule la présence de Mg ou de Mn conduit à un changement notable de ces pouvoirs : à cet égard, l'addition de 5 pour 100 de Mg donne une variation équivalente — quoique de sens contraire — à l'addition de 1,5 pour 100 de Mn. Ces résultats sont à rapprocher des conclusions énoncées par Gauthier [4] à propos de la conductivité électrique des alliages d'aluminium : l'addition à Al pur de Ni, Si, Fe, etc. a peu d'effet sur la conductivité, l'addition de Cu, Ag, Mg a plus d'influence et l'effet de Cr, Mn, etc. est très important.

En terminant, nous remercions le Service Nord-Africain de « L'Aluminium français », qui nous a aimablement procuré les échantillons étudiés.

[1] Noll K. — *Ann. Physik.*, 1894, **53**, 874.
[2] Broniewski W. — *Ann. Chim. Phys.*, 1912, **25**, 5.
[3] Pélabon H. — *Ann. Phys.*, 1920, **13**, 169.
[4] Gauthier G. G. — *Inst. Metals*, 1936, **743**, 375.

(*) 2. — Méthode d'étude de la conductibilité ionique du chlorure de plomb à la température ordinaire et sous le vide ;

par M. Perrot et A. Sator.

Les cristaux ioniques formés par la combinaison d'éléments positifs et d'éléments fortement électronégatifs comme les halogènes cristallisent, en général, dans des structures simples et se distinguent par une bonne conductivité purement ionique à haute température. Cette conductivité peut être calculée par la formule

$$\sigma = A\, e^{-\frac{B}{T}}.$$

A et B étant des constantes qui dépendent du cristal étudié.

A la température ordinaire σ dépend du traitement antérieur subi. Son étude plus difficile est souvent négligée. C'est ainsi, qu'en 1920, les travaux de Tubandt et Egger, en 1929 les travaux de Hevesy et Seith ont montré, qu'entre 200 et 450°, le chlorure de plomb a une conductivité purement ionique : un phénomène d'électrolyse en l'absence de tout solvant et avant le point de fusion (495°) accompagne le passage du courant. La loi de Faraday est valable. Les fractions η_+ et η_- de courant transporté par les ions négatifs et positifs sont : $\eta_- = 1{,}00$, $\eta_+ = 0{,}00$. Seuls les ions Cl transportent donc le courant ; la résistivité varie entre $10^8 < \rho < 10^4$. Les travaux sur la conductivité de Cl_2Pb à la température ordinaire sont bien moins cohérents.

Wartman (1908), Beyerinck (1911) affirment que ce sel ne conduit pas l'électricité. Vers 1930, deux groupes de physiciens reprenant les mesures assignent, à la résistivité de Cl_2Pb, des valeurs comprises entre 10^5 et 10^8 ω.cm. Aucune indication n'est fournie sur la nature de cette conductivité.

Nous avons repris cette étude à l'aide de la technique suivante [1] :

Technique expérimentale. — On prépare, par évaporation thermique sur une lame de verre propre, une lame métallique mince. L'épaisseur e de cette lame est déterminée à la microbalance. A l'aide d'une machine à diviser équipée d'un foret dont on a corrigé le profil à la loupe, on trace, sur la lame, un sillon rectiligne de longueur L et de largeur l. Pour obtenir un sillon régulier, il faut éviter d'opérer sur une lame trop épaisse et ne pas attendre que le métal ait durci Il faut enfin éviter qu'une pression trop forte ne raye le support en verre [2]. Ce procédé utilisé pour la première fois par MM. Blanc-Lapierre et Perrot [3] pour l'étude de la conductivité électronique de lames métalliques minces permet l'emploi de champs électriques élevés.

Nous l'avons repris en le perfectionnant pour l'adapter à l'étude d'une conductivité ionique. On dépose, par évaporation thermique sur les deux plages métalliques séparées par le sillon, une lame transparente de chlorure de plomb sous une épaisseur supérieure à e, comblant le sillon et le débordant largement. Le chlorure de plomb purifié par deux cristallisations est séché ou fondu sous atmosphère d'azote. Les évaporations successives et l'étude de la conductivité du Cl_2Pb sont effectuées sous un vide de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure ; les électrodes étant réunies à un montage électrique extérieur bien isolé et très sensible (10^{-11} A).

Résultats. — Les mesures effectuées à la température de 20°, 15 m après la fin de l'évaporation, montrent que Cl_2Pb est conducteur.

La résistance de la lame mesurée périodiquement pendant des temps très courts augmente constamment au cours des premières heures qui suivent l'évaporation pour tendre vers une valeur limite. Cette limite étant atteinte, on applique aux électrodes une tension croissante permettant de tracer la caractéristique courant-tension de la lame. Cette caractéristique est rectiligne et passe par l'origine. La lame est alors soumise à une tension constante pendant quelques heures. Une nouvelle caractéristique courant-tension est établie, elle est représentée par une droite qui n'est pas exactement parallèle à la première et ne passe plus par l'origine, mettant en évidence l'existence d'une f. é. m. ~~de~~ 0,5 V environ. L'expérience est alors interrompue, la lame est placée dans l'air et l'on examine le sillon au microscope. Dans le cas d'électrodes en argent ou en plomb, le bord de l'anode a reculé d'une largeur Δl qui peut être retrouvée par le calcul en admettant que l'anode a été oxydée par les ions Cl^- transportés au cours de l'électrolyse [1].

La partie centrale transparente de Cl_2Pb est restée inaltérée. Sur la cathode apparaît toujours un liseré de plomb et suivant la conduite de l'électrolyse, il se développe des arborescences plus ou moins importantes.

Dans le cas d'électrodes en or, on constate l'existence, sur le bord de l'anode, d'une zone rousse non transparente de chlorure d'or. Dans le cas d'électrodes en graphite obtenues par évaporation sur une lame de verre d'une émulsion de graphite colloïdal dans un solvant organique, l'anode ne subit aucun changement. Les phénomènes à la cathode sont identiques pour les électrodes en or ou graphite à ceux décrits dans les cas de l'argent et du plomb. Les expériences ont été reprises dernièrement en vue d'une étude plus approfondie de vieillissement. Elles ont pu être menées sous un vide de 10^{-6} mm de Hg et pendant 48 h. Le nouvel appareillage utilisé est celui déjà employé par MM. Blanc-Lapierre et Perrot dans leurs études sur la conductivité électronique de lames métalliques minces. De plus, un montage microscopique permet de suivre, pendant leur formation, les lames de Cl_2Pb, de mesurer leur épaisseur avec l'aide d'une cellule photoélectrique, de suivre et de microphotographier les phases de l'électrolyse sous vide.

Nous avons retrouvé les résultats précédents et vérifié que l'existence dans le sillon d'un champ électrique E pendant l'évaporation de Cl_2Pb ne modifiait sensiblement pas la résistivité de ce sel.

La méthode décrite appliquée à Cl_2Pb a permis l'étude de la conductivité de ce sel à la température ordinaire et dans des conditions éliminant toute contamination par l'humidité, cette conductivité tend, après une courte évolution, vers une limite, elle est ionique; les deux ions Cl^- et Pb^{++} participent au transport du courant.

Nous perfectionnons cette méthode pour permettre l'étude systématique du mécanisme de la conductivité ionique des sels.

[1] Perrot M. et Sator A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1883.
[2] M. Guibal, mécanicien de Physique générale et M. Tortosa, aide technique du C. N. R. S., nous ont aidés dans ces mises au point délicates ainsi que pour toutes les réalisations techniques.
[3] *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1641.

3. — Sur une nouvelle méthode électrodynamique de mesure du module d'Young;

par Jean Savornin et Georges Renucci.

La détermination du module d'Young d'échantillons métalliques par leur fréquence propre d'oscillation longitudinale est connue depuis assez longtemps et a déjà reçu de nombreuses applications industrielles. Le procédé le plus courant consiste à employer une éprouvette ayant la forme d'un cylindre droit, que l'ont fait osciller longitudinalement, en maintenant son centre immobile. Si le rapport de la longueur au diamètre est supérieur à 10, on peut négliger la correction due aux ondes transversales; la théorie lie la longueur L de l'éprouvette, sa densité D, sa fréquence propre N d'oscillation en demi-onde et son module d'Young E par la relation

$$E = 4 DL^2 N^2.$$

Cette méthode pose deux problèmes principaux : la mise en vibration de l'éprouvette et la perception de cette vibration. S'il est, en général, assez facile de recevoir à l'aide d'un microphone la réponse de l'éprouvette, le problème de l'excitation est beaucoup plus délicat. Plusieurs solutions ont été proposées par divers auteurs. S'il s'agit d'un métal ferromagnétique, on peut utiliser des phénomènes magnétostrictifs. Si l'éprouvette ne présente pas de caractère magnétique accusé, on peut la mettre en vibration par de petits chocs, répétés sur l'une des extrémités.

Nous nous sommes attachés à apporter à ce problème une solution générale, permettant de mettre en vibration des barreaux métalliques, ferromagnétiques ou non, sans les relier mécaniquement à l'excitateur. Nous avons utilisé à cette fin l'interaction se produisant entre un champ magnétique divergent alternatif et les courants qu'il induit dans un conducteur circulaire (on peut faire un rapprochement avec l'expérience d'Elihu Thomson).

Principe de la méthode. — L'éprouvette cylindrique de quelques millimètres de diamètre et de quelques centimètres de longueur est pincée en son milieu par un anneau de caoutchouc (*fig.* 1).

Une extrémité de l'éprouvette plonge dans le champ magnétique divergent d'une bobine parcourue par un courant alternatif de fréquence n, variable à volonté. L'axe de symétrie du champ est aussi celui du cylindre. Pour augmenter l'intensité du champ magnétique, ainsi que sa divergence à l'extrémité du barreau,

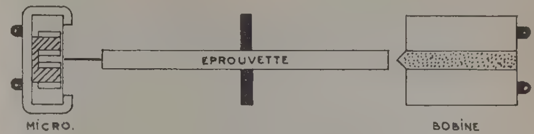


FIGURE 1

un noyau de fer divisé, taillé en forme de crayon, est fixé à l'intérieur de la bobine. L'énergie consommée par la bobine est d'une dizaine de watts.

L'autre extrémité de l'éprouvette est placée au voisinage immédiat d'un microphone.

Le calcul montre que l'extrémité de l'éprouvette soumise au champ magnétique de fréquence n, reçoit des impulsions de fréquence $2n$. Ces impulsions font vibrer l'éprouvette sur sa fréquence fondamentale N, à la seule condition que n soit un sous-harmonique de N. Dans ce cas, l'amplitude de vibration de l'éprouvette est assez grande pour pouvoir être appréciée au microscope. Aux environs de l'extrémité de la tige, par exemple, elle est de l'ordre du centième de millimètre pour un barreau de 20 cm.

L'étude de la réponse de l'éprouvette se fait à l'aide d'un oscilloscope. Le signal transmis par le microphone est amplifié et appliqué aux plaques X, tandis que les plaques Y reçoivent la tension alternative d'excitation. Lorsque n est quelconque,

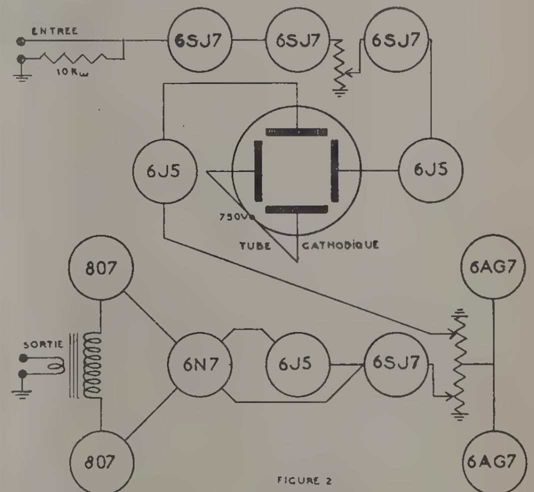


FIGURE 2

on observe seulement une ligne verticale sur l'écran. Si $kn = N$, k étant un entier plus grand que 1, on observe une figure de Lissajous $\frac{1}{k}$, qui renseigne immédiatement sur la fréquence propre d'oscillation de l'éprouvette.

Montage employé. — Nous avons réuni les diffé-

rents accessoires nécessaires à ces mesures en un seul appareil, dont voici les caractéristiques principales (*fig.* 2).

Le générateur de courant alternatif, de 200 *à* 30 000 c/s. — L'oscillateur étalonné que nous avons construit est un générateur R. C. à « T ponté » [1]. La tension de sortie de l'oscillateur est appliquée à une « 6SJ7 » par l'intermédiaire d'un potentiomètre. Cette lampe transmet le signal à une moitié de « 6N7 » et à une « 6J5 ». La « 6J5 » déphase le signal avant de l'envoyer à la seconde moitié de la « 6N7 », qui est ainsi montée en push-pull.

La « 6N7 » attaque à son tour un push-pull de « 8O7 », montées avec le transformateur de sortie, normalement prévu pour ces lampes dans la gamme sonore.

L'oscilloscope. — Le tube utilisé a 7 cm de diamètre, dimension qui convient très bien pour cet usage. Un signal est prélevé directement à la sortie de l'oscillateur par l'intermédiaire d'un potentiomètre, amplifié par une « 6J5 » et appliqué aux plaques Y. La réponse du microphone est amplifiée par trois « 6SJ7 », avec contrôle de puissance entre la deuxième et la troisième, puis par une « 6J5 » et appliquée aux plaques X.

Les alimentations. — Une première alimentation donne la tension de chauffage des lampes et du tube cathodique, ainsi que la tension continue de 250 V nécessaire aux amplificatrices de tension et à l'oscillateur.

Une seconde alimentation donne la tension de chauffage des « 8O7 » et la tension continue de 800 V pour le tube cathodique et les « 8O7 ».

Les accessoires. — Les supports de l'éprouvette, de la bobine et du microphone sont placés pendant les expériences sur un petit banc d'optique.

La bobine comporte 20 spires, a une diamètre intérieur de 1 cm et une longueur de 3 cm.

Le microphone est un simple écouteur de téléphone. On obtient une sensibilité beaucoup plus grande en réunissant l'extrémité du barreau à la membrane du microphone par une légère aiguille de verre, sans modifier, d'une façon appréciable, la fréquence d'oscillation de l'éprouvette.

On obtient facilement à l'aide de cet appareil une précision absolue de 1/100 en admettant que l'oscillateur soit étalonné au 1/1000. Nous avons pu ainsi mesurer le module d'Young de métaux mous, comme le cadmium, aussi bien que de métaux à faible amortissement, comme le duralumin.

[1] *Cf. Electronics*, septembre 1950, p. 88.

INFORMATIONS

UNION INTERNATIONALE DE PHYSIQUE

Nous avons annoncé, dans le *Journal de Physique* de mars 1952, page 1 S, les réunions organisées sous le patronage de l'Union internationale de Physique pendant l'année 1952.

Les colloques sur *Les Changements de phase* (juin 1952, Paris) et *L'Optique et les Microondes* (juin 1952, Milan) ont eu lieu déjà avec plein succès.

La récente réunion du Comité exécutif de l'Union (juin 1952, Paris) a permis de fixer le programme suivant des réunions pour 1953.

à *Madrid*, en avril, réunion de la Commission internationale d'Optique et colloque sur la *Vision dans ses rapports avec l'Optique instrumentale*, organisé par l'Instituto de Optica « Daza de Valdes » (Serrano 121, Madrid);

à *Delft*, en juin, congrès d'*Acoustique*, organisé par la Société néerlandaise d'Acoustique (secrétaire : P. A. de Lange, Mijnbouwplein 11, Delft); en même temps aura lieu la réunion de la Commission d'acoustique de l'Union;

à *Bagnères-de-Bigorre*, en juillet, réunion de la Commission des Rayons cosmiques et *colloque sur les rayons cosmiques* (secrétaire de la Commission : L. Leprince-Ringuet, 17, rue Descartes, Paris, 5e).

à *Kyoto*, en septembre, colloque (sur invitation) sur la *Physique théorique fondamentale*.

La Commission des *Publications* de l'Union a contribué à la création d'un *Service international des résumés en Physique*, placé sous le contrôle du Conseil international des Unions scientifiques, et dont le secrétaire est M. G.-A. Boutry (292, rue Saint-Martin, Paris).

La Commission mixte de *Microscopie électronique* est définitivement constituée; les membres délégués par l'Union de Physique sont : MM. G. Dupouy (Paris) et J.-B. Le Poole (Delft) et F.-W. Cuckow, secrétaire (The Chester Beatty Research Institute, Fulham Road, London SW).

La Commission mixte de *Spectroscopie* (membre français : P. Jacquinot) se réunira à *Rome* du 10 au 12 septembre 1952 à l'occasion de l'Assemblée générale de l'Union internationale d'Astronomie.

La prochaine *Assemblée générale* de l'Union internationale de Physique aura lieu à *Londres*, en 1953, dans la deuxième semaine de juillet.

Le Gérant : Maurice Blondin. 142440 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SECTION SUD-OUEST
(Bordeaux).

SÉANCE DU 15 MAI 1952.

Les deux communications suivantes ont été présentées :

1. — Étude de la conductibilité des huiles isolantes en fonction de la température et du champ électrique utilisé (champs inférieurs à 2 kV/cm);

par R. Guizonnier.

Une méthode de mesures de faibles courants, sensible aisément à $0{,}5.10^{-12}$ A, permettant la mesure de fortes résistances, de l'ordre du mégamégohm, avec une précision au moins égale à celle que permet l'utilisation des meilleurs galvanomètres (erreur relative de $\frac{1}{400}$ pour $10^{11}\,\Omega$, $\frac{1}{10}$ pour $10^{13}\,\Omega$ a été appliquée à l'étude de la conductibilité des huiles isolantes.

Effet de la température. — Quand la température croît, la différence de potentiel étant constante, la conductibilité d'une huile humide décroît du fait du départ de l'humidité, celle d'une huile sèche croît, étant grossièrement proportionnelle à l'inverse du coefficient de viscosité, celle d'une huile peu humide, présente un minimum réalisé quand l'effet de la viscosité neutralise celui du départ de l'humidité.

Effet du champ. — Une huile humide, soumise à de faibles champs a une résistance très forte, à mesure que le champ croît (tout en ne dépassant pas 2 kV/cm), la résistance subit sensiblement une décroissance d'allure hyperbolique. Dans le cas d'une huile sèche, dès l'utilisation de faibles champs, la résistance atteint une valeur qui, par suite, décroîtra peu à mesure que le champ croîtra. Cet effet du champ rappelle de quelque façon l'effet Wien en électrolyse.

Un compte rendu détaillé paraîtra dans la *Revue générale de l'Électricité*.

(*) 2. — La théorie de Kuhn du pouvoir rotatoire naturel;

par M. Pierre Loudette.

La théorie du pouvoir rotatoire naturel a été développée par Drude, qui admettait, compte tenu des données de la symétrie relative à ce phénomène, que l'expression de la force qui agit sur un électron contient un terme de la forme

$$h \operatorname{rot} \vec{E}.$$

Les expressions de la biréfringence et du dichroïsme circulaires peuvent alors se calculer en fonction de h et des fréquences propres des électrons dont le mouvement influe sur l'activité optique de la molécule (électrons actifs) [1].

Cette description phénoménologique du pouvoir rotatoire naturel a été complétée par des *théories moléculaires* qui cherchent à lier l'activité optique aux caractères de la molécule.

Born [2], en particulier, a appliqué aux centres électriques de la molécule les lois de la mécanique et l'électrodynamique classiques. On suppose les n oscillateurs de la molécule couplés entre eux. Le mouvement le plus général est alors la superposition de 3 n oscillations dites *fondamentales*. Dans l'une de ces oscillations fondamentales (oscillation i), la particule k effectue un mouvement harmonique de pulsation ω_i et d'amplitude ξ^i_{kx}, ξ^i_{ky}, ξ^i_{kz}.

Le vecteur $\vec{\xi}^i_k$ dont ces amplitudes sont les composantes suivant les axes est le *vecteur propre* de la particule k dans l'oscillation i. Dans ces conditions, en posant

$$\vec{\mathcal{E}}^i = \sum_k \frac{e_k}{\sqrt{m_k}} \vec{\xi}^i_k, \qquad \vec{\mathcal{R}}^i = \sum_k \frac{e_k}{\sqrt{m_k}} \left(\vec{\xi}^i_k \wedge \vec{r}^{\,0}_k \right)$$

($\vec{r}^{\,0}_k$ étant la distance à l'origine de la particule k dans sa position d'équilibre), Born a établi que le

pouvoir rotatoire est proportionnel à la *constante de giration*

$$g = \frac{2\pi n}{3\lambda}\sum_i \frac{\vec{\mathcal{L}}^i \cdot \vec{\mathcal{R}}^i}{\omega_i^2 - \omega^2}.$$

Dans le cas général, le calcul de la constante de giration n'est pas possible. Il est nécessaire de formuler des hypothèses simplificatrices comme dans la théorie de Kuhn, par exemple [3].

Le modèle de Kuhn. — Deux oscillateurs parfaitement anisotropes suffisent pour permettre le calcul de g à condition de les supposer couplés par action de dipôles situés à la distance d et non parallèles. La représentation géométrique d'un tel système constitue le modèle de Kuhn. Cette simplification se justifie d'ailleurs par les résultats de l'expérience qui montrent que, parmi toutes les bandes d'absorption d'une molécule, celles qui commandent l'activité optique sont très peu nombreuses.

Dans le modèle de Kuhn le plus simple (*fig.* 1),

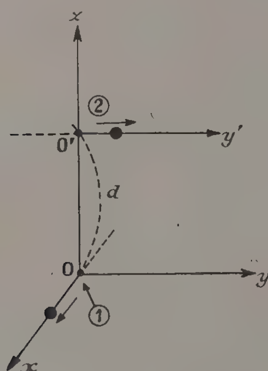


Fig. 1.

les oscillateurs ont respectivement les masses m_1 et m_2 et les charges e_1 et e_2. Le mouvement du premier se fait suivant Ox, celui du second suivant une parallèle à Oy à la distance d. Les coefficients des forces élastiques de rappel sont k_1 et k_2 et le coefficient des forces de couplage k_{12}. Les pulsations des deux oscillations fondamentales sont

$$\left.\begin{matrix}\omega_1^2 = \\ \omega_2^2 = \end{matrix}\right\} \frac{1}{2}\left[\frac{k_1}{m_1} + \frac{k^2}{m_2} \pm \sqrt{\left(\frac{k_1}{m_1} - \frac{k_2}{m_2}\right)^2 + \frac{4k_{12}^2}{m_1 m_2}}\right].$$

On introduit, en outre, dans le calcul un paramètre de couplage qui est ici un angle α défini par

$$2\sin^2\alpha = 1 - \sqrt{1 - \frac{4k_{12}^2}{m_1 m_2\left(\frac{k_1}{m_1} - \frac{k_2}{m_2}\right)^2 + 4k_{12}^2}}.$$

Le développement de la théorie de Kuhn peut se faire par plusieurs méthodes :

1° On peut étudier directement l'action sur le système d'une onde polarisée circulairement et se propageant suivant Oz. Les deux oscillations fondamentales prennent alors des amplitudes différentes suivant le sens de l'onde circulaire et il y a émission d'une onde secondaire également circulaire. En composant l'onde secondaire avec l'onde primaire, on calcule l'indice de réfraction pour chacune des deux circulaires, c'est-à-dire finalement la biréfringence circulaire [4].

Kuhn a montré [5] que la rotation est due en fait à la différence des actions exercées sur les oscillateurs suivant le sens de l'onde circulaire.

2° On peut appliquer les méthodes de la théorie quantique à l'étude des moments électriques et magnétiques induits par l'onde dans une molécule individuelle dans un état déterminé, à partir des moments électriques et magnétiques de la molécule non perturbée. Un calcul de moyenne donne finalement l'activité optique. Ce procédé a permis à M. Lévy [6] de discuter de l'anisotropie du pouvoir rotatoire à partir des résultats de Condon [7].

3° On peut, enfin, appliquer directement au modèle les calculs de Born comme l'a indiqué Mathieu [8].

Les vecteurs de Born ont, en effet, pour valeur dans le cas du modèle de Kuhn

$$\mathcal{L}_x^1 = \frac{e_1}{\sqrt{m_1}}\cos\alpha, \quad \mathcal{L}_y^1 = \frac{e_2}{\sqrt{m_2}}\sin\alpha, \quad \mathcal{L}_z^1 = 0;$$

$$\mathcal{L}_x^2 = -\frac{e_1}{\sqrt{m_1}}\sin\alpha, \quad \mathcal{L}_y^2 = \frac{e_2}{\sqrt{m_2}}\cos\alpha, \quad \mathcal{L}_z^2 = 0;$$

$$\mathcal{R}_x^1 = d\,\frac{e^2}{\sqrt{m_2}}\sin\alpha, \quad \mathcal{R}_y^1 = 0, \quad \mathcal{R}_z^1 = 0;$$

$$\mathcal{R}_x^2 = d\,\frac{e_2}{\sqrt{m_2}}\cos\alpha, \quad \mathcal{R}_y^2 = 0, \quad \mathcal{R}_z^2 = 0.$$

L'expression de la constante de gyration est donc

$$g = \frac{2\pi n}{3\lambda}\,\frac{e_1 e_2}{\sqrt{m_1 m_2}}\,d\sin\alpha\cos\alpha\left(\frac{1}{\omega_1^2 - \omega^2} - \frac{1}{\omega_2^2 - \omega^2}\right).$$

A l'intérieur des bandes d'absorption, il faut introduire un terme d'amortissement dont le coefficient ν_1' est lié à la largeur de la bande. La biréfringence a, par exemple, pour expression pour la bande 1

$$(n_g - n_d)_1 = \frac{2N}{3c}\,\frac{n^2+2}{3}\,\frac{e_1 e_2}{\sqrt{m_1 m_2}}\,d\sin\alpha\cos\alpha\,\frac{\nu(\nu_1^2 - \nu^2)}{(\nu_1^2 - \nu^2)^2 + \nu_1'^2\nu^2}.$$

Facteur d'anisotropie et force des bandes. — A l'intérieur d'une bande active, on appelle facteur d'anisotropie l'expression

$$g_1 = \frac{(n_g - n_d)_1}{(n-1)_1}.$$

Ce facteur pratiquement constant dans la bande est, d'autre part, égal à

$$\frac{(\chi_g - \chi_d)_1}{(\chi)_1}.$$

Pour le modèle de Kuhn, le facteur d'anisotropie vaut

$$g_1 = \frac{4\pi\nu}{c} d \frac{\frac{e_1 e_2}{\sqrt{m_1 m_2}} \sin\alpha \cos\alpha}{\left(\frac{e_1 \cos\alpha}{m_1}\right)^2 + \left(\frac{e_2 \sin\alpha}{m_2}\right)^2}.$$

D'autre part, en introduisant *la force* f_1 de la bande 1 que l'on peut définir par l'expression

$$\frac{e_1^2}{m_1^2} = f_1 \frac{e^2}{m}$$

(e et m, charge et masse de l'électron); on peut écrire le facteur d'anisotropie sous la forme

$$g_1 = \frac{4\pi\nu}{c} d \frac{\sqrt{f_1 f_2} \sin\alpha \cos\alpha}{f_1 \cos^2\alpha + f_2 \sin^2\alpha}.$$

Cette expression est maximum lorsque

$$\operatorname{tg}\alpha = \sqrt{\frac{f_1}{f_2}}.$$

Dans ce cas,

$$(g_1)_{\max} = G_1 = \frac{2\pi d}{\lambda_1}.$$

De la valeur de G_1, il est possible de tirer un ordre de grandeur de la distance d entre les deux oscillateurs [9].

Des expressions de f et de g, on déduit

$$(n_g - n_d)_1 = \frac{Ne^2}{2\pi m} \frac{f_1 g_1}{\nu_1^2 - \nu^2} \frac{\nu}{\nu_1},$$

$$(n_g - n_d)_2 = \frac{Ne^2}{2\pi m} \frac{f_2 g_2}{\nu_2^2 - \nu^2} \frac{\nu}{\nu_2}.$$

D'où

$$\frac{f_1 g_1}{\nu_1} = -\frac{f_2 g_2}{\nu_2}.$$

Seules les bandes faibles (f *petit*) *ont un grand facteur d'anisotropie. D'autre part, deux bandes couplées ont des facteurs d'anisotropie* (*donc des dichroïsmes circulaires*) *de signe contraire.*

En développant ainsi ses calculs, sur un modèle moléculaire très simple, Kuhn a pu énoncer des conséquences intéressantes relatives aux caractères des *bandes couplées* responsables de l'activité optique. La vérification expérimentale de ces résultats reste cependant assez difficile à réaliser, parce que les bandes couplées sont, en général, très éloignées l'une de l'autre dans l'échelle des longueurs d'onde et seule l'une des deux est le plus souvent accessible aux mesures directes.

[1] Bruhat G. — *Ann. Phys.*, 1915, **3**, 232.
[2] Born M. — *Optik*, Springes, Berlin, 1933.
[3] Kuhn W. — *Stereochemie de K. Freudenberg*, Deuticke, Leipzig, 1932, p. 317.
[4] Darmois E. — *Traité de Chimie organique de Grignard*, II, Masson, Paris, 1935, p. 40.
[5] Kuhn W. — *Trans. Faraday Soc.*, 1930, **26**, 301.
[6] Lévy M. — *Ann. Phys.*, 1950, **5**.
[7] Condon E. U. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 432.
[8] Mathieu J. P. — *Les théories moléculaires du pouvoir rotatoire naturel*, Gauthier-Villars, Paris, 1946.
[9] Kar B. C. et Roy S. K. — *J. Ind. Chem. Soc.*, 1948, **25**, 397.

SÉANCE DU 19 JUIN 1952.

Les deux communications suivantes ont été présentées :

1. — Étude de la conductibilité des huiles isolantes en fonction du temps, lorsque la différence de potentiel appliquée est constante;

par R. Guizonnier.

Une différence de potentiel constante étant appliquée, la décroissance du courant en fonction du temps, jusqu'à une valeur pratiquement constante i_F a été étudiée, à diverses températures et, pour chaque température, en utilisant divers champs. Le rapport $\frac{V}{i_F}$ est fonction linéaire de V et non de i_F. Cette décroissance semble due surtout à l'accumulation de charges au voisinage des électrodes, charges qui établissent un champ opposé à celui qui était primitivement établi.

Si l'on supprime la différence de potentiel qui fait diminuer le courant jusqu'à la valeur i_F, l'huile reprend lentement son état primitif suivant un processus comparable au phénomène de diffusion, qui serait dû au lent retour dans l'huile des particules chargées, accumulées au voisinage des électrodes, jusqu'à obtention d'un milieu électriquemen homogène.

Si l'on renverse le sens de la différence de potentiel, les charges accumulées au voisinage des électrodes, sont repoussées dans le liquide du fait que les électrodes ont changé de signe, ce qui explique la brusque augmentation de courant, mise en évidence par l'expérience.

Nous pensons pouvoir sous peu compléter cette étude et confirmer ces conclusions par l'exposé de recherches sur les charges spatiales.

Un compte rendu détaillé paraîtra dans la *Revue générale de l'Électricité*.

2. — Étude de la luminescence de la lune;

par M. Dubois,
Astronome à l'Observatoire.

SECTION MÉDITERRANÉE.

SÉANCE DU 24 MAI 1952.

La réunion a eu lieu à Marseille, sous la présidence de M. P. Rouard.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Méthodes et techniques actuelles de la spectroscopie infrarouge;

par Mlle Vergnoux,
Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Pour couvrir le très vaste domaine spectral (pratiquement de 1 à 100 μ) où l'on peut repérer les bandes d'absorption relatives aux spectres moléculaires (bandes de rotation et d'oscillation-rotation), les techniques modernes ne peuvent guère offrir d'appareil standard, mais plutôt une multiplicité de spectromètres aux caractéristiques variables suivant la région étudiée.

Les appareils de qualité doivent permettre, avec une bonne résolution spectrale, d'avoir une réponse du récepteur suffisamment intense pour dépasser largement le bruit de fond, ainsi qu'une bonne proportionnalité des élongations au flux reçu, afin de déterminer exactement l'intensité et la position des bandes.

A une source qui est généralement un filament Nernst ou un Globar, on associe un spectromètre à miroirs, souvent asphériques, et un système dispersif à déviation constante, soit un prisme dont la matière varie avec la région étudiée, soit un réseau à petit nombre de traits.

C'est dans les récepteurs que se manifeste la plus grande diversité : récepteurs sélectifs de grande sensibilité tels que plaque photographique, cellule au S Pb, récepteurs non sélectifs tels que piles thermoélectriques, bolomètres, cellules pneumatiques. Les perturbations thermiques sont généralement éliminées par un dispositif de modulation du faisceau. Un bon récepteur, avec l'amplificateur correspondant, doit présenter une sensibilité élevée, une faible constante de temps et un bruit de fond aussi faible que possible; l'ensemble de ces qualités étant traduit par le « facteur de mérite ».

Signalons, enfin, que la plupart des appareils modernes possèdent un dispositif pour travailler en lumière polarisée, ce qui est particulièrement intéressant pour les cristaux.

2. — Compte rendu du Colloque national A. M. P. E. R. E.;

par MM. Roger Bedos et Pierre Jean.

SECTION BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ.

SÉANCE DU 5 JUILLET 1952.

La Séance a eu lieu dans l'amphithéâtre de Physique de la Faculté des Sciences de Dijon, sous la présidence de M. Eugène Darmois, Membre de l'Institut.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Le problème des montres électriques*, par P. de Saint-Vaubry.
2. *Le pléochroïsme de certains silicates naturels*, par J. et A. Martinet.
3. *Étude du mécanisme de la pulvérisation des solutions électrolytiques par étincelle anodique*, par P. Barret.
4. *Organisation d'un observatoire d'amateur*, par M. Duvivier.

2. — Sur le pléochroïsme de certains silicates naturels;

par A. et J. Martinet.

Les colorations bleues, vertes et noires que l'on observe si souvent chez les silicates naturels, sont dues à la présence simultanée d'ions ferreux et ferriques introduits isomorphiquement comme impuretés à la place des ions respectivement magnésiens et aluminiques. Le passage d'un électron d'un ion ferreux devenant ferrique sur un ion ferrique devenant ferreux se produit constamment à une fréquence très élevée, ce qui délocalise ces électrons en allongeant leurs trajectoires dans la direction des ions ferreux et ferriques. Cet allongement de la trajectoire augmente la période de l'électron, qui peut devenir telle que cet électron est alors capable d'absorber la lumière. Mais, pour que cette absorption ait lieu, il faut que l'axe d'allongement de la trajectoire de l'électron coïncide avec la direction du vecteur électrique de la lumière. Soient donc X et Y les ions ferroso-ferriques, un rayon lumineux est absorbé si, ayant une fréquence convenable, il est perpendiculaire à XY et s'il a son vecteur électrique confondu avec XY. Or, dans un cristal, les cations ne sont pas disposés au hasard, mais suivant des directions privilégiées. Les ions Mg et Al et, par suite, les ions ferreux et ferriques qui les remplacent isomorphiquement, peuvent se disposer suivant des droites parallèles à un axe ou suivant des plans parallèles. Dans le premier cas, un rayon lumineux ne sera absorbé que s'il est perpendiculaire à l'axe et s'il a son vecteur électrique parallèle à cet axe. Cela exige que la lumière servant à l'observation soit polarisée. Dans le second cas, tout rayon lumineux perpendiculaire au plan de distribution des cations aura son vecteur électrique dans ce plan et le phénomène pourra être observé avec de la lumière ordinaire. Ainsi, il suffit d'examiner par transparence un cristal de cordiérite pour constater qu'il paraît bleu dans la direction de l'axe et gris ou gris jaune dans une direction perpendiculaire. Pour vérifier cette théorie, il suffit donc de connaître dans les cristaux pléochroïques, la disposition des ions Mg et Al qui indique celle des ions ferreux et ferriques et de constater que cette distribution correspond bien avec celle prévue par les faits observés. Ceci a lieu, en particulier, pour les micas, les chlorites et la cordiérite. On vérifiera ainsi la théorie du pléochroïsme, ce qui étaiera du même coup la théorie de la coloration.

(*) **3. — L'effet de pulvérisation des solutions électrolytiques par l'étincelle anodique ;**

par Pierre BARRET.

Lors de travaux précédents (*Thèse*, II, Paris, 1952), nous avions établi les caractères principaux du phénomène dont nous donnons ici un aperçu en présentant quelques expériences :

Si, en effet, nous disposons d'une série de flacons munis d'ajutages et traversés par le gaz d'éclairage alimentant des brûleurs Bunsen, ces flacons contenant respectivement une solution aqueuse de soude, une solution de chlorure de lithium, une solution alcoolique de potasse, etc., nous observons, lorsqu'une étincelle électrique éclate dans chaque flacon entre la surface de la solution qui s'y trouve et une électrode métallique située dans la phase gazeuse, l'émission intense par les flammes correspondantes des spectres du sodium, du lithium, du potassium, etc.

Toutefois, cette émission ne se produit que si le liquide constitue la borne négative de l'étincelle, ressemblant en cela à l'émission du spectre métallique par l'étincelle elle-même, phénomène bien connu des spectroscopistes. Dans ce dernier cas, ce sens privilégié du courant paraît d'autant plus contradictoire que l'émission du spectre de l'ion métallique par l'étincelle apparaît précisément lorsque la polarité est telle que ces ions métalliques viennent se décharger, non pas à la surface de la solution, mais sur la cathode plongeante. P. Jolibois, observant la projection par l'étincelle de fines gouttelettes de solutions avait alors pensé qu'elles étaient responsables de l'émission du spectre métallique.

Nous avons attribué la même cause à l'émission de nos flammes et, en effet, l'expérience suivante nous permet de montrer l'intense brouillard qui se forme à partir du point d'impact de l'étincelle sur le liquide.

A l'aide du courant continu haute tension fourni par une installation comprenant un transformateur et un kénotron, nous faisons jaillir une étincelle de 25 mA entre une anode en platine et une solution de ClNa montant par capillarité dans une plaquette en verre fritté. Par diffusion, dans le faisceau d'une lampe à arc, on observe la projection dans la phase gazeuse, perpendiculairement à la surface du verre fritté, d'un jet de particules liquides dont le diamètre le plus fréquent est de l'ordre du micron.

Ces particules sont d'authentiques fragments de la solution, transportant non seulement l'électrolyte dissous, mais aussi tout autre soluté, électrolyte ou non, que l'on eût ajouté dans le liquide conjointement à l'électrolyte, par exemple de la fluorescéine; si, en effet, on laisse déposer le brouillard sur une feuille de papier-filtre, celui-ci observé en lumière ultraviolette, paraît fluorescent, ce qui prouve que la fluorescéine a bien été transportée par les particules.

Ainsi, ces quelques expériences simples mettent en évidence plusieurs caractères fondamentaux du phénomène :

1° L'effet est rigoureusement spécifique de l'étincelle anodique;

2° Son intensité est favorisée par la disposition du liquide en couche mince ou son absorption dans un matériau poreux isolant;

3° Les particules projetées sont des fragments de la solution et non de la vapeur condensée;

4° Le phénomène n'est pas limité aux solutions aqueuses, on l'a observé notamment, dans le cas des solutions alcooliques de potasse.

D'autre part, les recherches poursuivies depuis plusieurs années pour établir les lois du phénomène nous ont permis de montrer que :

1° La vitesse de pulvérisation, c'est-à-dire la masse de liquide pulvérisée par unité de temps, est proportionnelle à l'intensité du courant dans l'étincelle;

2° D'une façon générale, il existe, pour une solution de concentration connue d'un électrolyte donné, un paramètre caractéristique P que l'on désigne par le terme de pulvérisabilité et qui est le rapport entre la masse de liquide pulvérisé et la quantité d'électricité négative qui a traversé la solution dans le sens solution-électrode extérieure;

3° La pulvérisabilité ne dépend pas des caractéristiques du circuit haute tension, mais seulement des paramètres propres à la solution, comme la concentration de l'électrolyte, la mobilité de l'anion et celle du cation associé, la viscosité du liquide, la porosité de la matière absorbante, la température;

4° La pulvérisabilité est une fonction croissante de la concentration, du moins dans le domaine des concentrations correspondant à la branche ascendante de la courbe de conductivité spécifique.

C'est cet aspect électrochimique du problème qui paraît être le plus intéressant à envisager par les rapports qui existent entre l'effet de pulvérisation que nous venons de définir et la structure des solutions électrolytiques, notamment des solutions concentrées d'électrolytes forts.

SECTION DU SUD-EST.

(Groupes de Clermont et de Lyon).

SÉANCE DU 14 NOVEMBRE 1952, A LYON.

M. G. DÉJARDIN, puis M. E. DUBOIS, président.

M. DÉJARDIN remercie M. le Professeur R. C. EXTERMANN, directeur de l'Institut de Physique de l'Université de Genève et ses collaborateurs, d'avoir bien voulu participer à la réunion.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — La question de la masse magnétique ;

par Emmanuel DUBOIS,

Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

L'enseignement utilise encore les fluides magnétiques pour l'interprétation des lois de l'électroma-

gnétisme, mais il règne un certain désordre dans cette utilisation. L'auteur indique les diverses solutions employées et montre que la meilleure consiste à définir les fluides fictifs de telle manière que la force magnétique dépende du vecteur induction $\vec{B}$, qu'il s'agisse de l'action mécanique sur les aimants, aussi bien que de celle sur les courants.

La force d'attraction entre deux masses m et m' distantes de r s'écrit alors

$$f = \mu_0 \frac{mm'}{r^2},$$

où μ_0 est la perméabilité du vide.

Il n'en reste pas moins que la notion de fluide magnétique ne soit condamnée à disparaître, car elle donne aux vecteurs magnétiques un aspect polaire qui n'est pas dans leur vraie nature.

(*) 2. — La conductibilité électrique et les transformations de la magnétite;

par Maurice Bernard et Jean Jaffray
(Clermont-Ferrand).

Les cristaux de magnétite Fe_3O_4 montrent deux et peut-être trois transformations. Celle de — 160° C a été qualifiée très diversement par les auteurs : changement de phase, transformation allotropique, transformation du 2e ordre; son comportement et son mécanisme semblent élucidés à l'heure actuelle. La transformation de 580° C (point de Curie) est mieux connue; il s'agit d'une transition du 2e ordre. Enfin, on a signalé entre 650 et 700° C des anomalies pour plusieurs propriétés de la magnétite; à ce propos, Weiss et Foëx [1] ont introduit la dénomination de « phénomène ψ ».

Les mesures de conductibilité électrique de certains échantillons de magnétite sont parfois possibles dans un grand domaine de températures englobant les trois transformations et permettent d'avoir des renseignements sur ces dernières. Le travail expérimental qui est à l'origine de cette communication (M. Bernard, *Dipl. Et. Sup.*, Clermont, 1951) a porté sur des magnétites naturelles que nous appellerons A (beau cristal octaédrique d'origine inconnue), B (cristaux assez beaux de Madagascar), C (cristaux moins beaux du Niger). Nous comparerons nos résultats à ceux obtenus presque simultanément, aux basses températures, par Watanabe et Tsuya [2], par Domenicali [3] et, antérieurement, par Verwey et Haayman [4].

1. *Basses températures.* — La magnétite étant un semi-conducteur, nous avons tracé les courbes

$$\operatorname{Log} R = f\left(\frac{1}{\Theta}\right),$$

(R, résistance; Θ, température absolue).

A partir de la température de l'oxygène liquide, la courbe est d'abord rectiligne, à pente > 0. L'énergie d'activation que l'on peut en déduire a pour valeur : A, 0,1; B, 0,11; C, 0,12 eV, tandis que Watanabe donne 0,16 et Verwey 0,10. Puis, la courbe montre une forte concavité vers le bas avec une chute importante. Il n'est pas possible de fixer la température où commence cette chute, car elle est progressive. Ensuite, la courbe devient concave vers le haut, avec un grand rayon de courbure (parfois presque rectiligne). Le changement de concavité se fait rapidement dans un petit domaine de températures que l'on peut préciser à 2 ou 3° près. Les valeurs trouvées sont :

Bernard : A, — 158° C; B, — 153° C; C, — 160° C;
Watanabe : — 145 à — 157° C;
Domenicali : — 163° C;
Verwey : de — 154 à — 173° C.

La forme des courbes suggère un phénomène progressif qui se termine assez rapidement. La dispersion des températures provient sans doute des deux faits suivants : les magnétites naturelles renferment des impuretés chimiques; elles peuvent tolérer de légers écarts à la composition stoéchiométrique qui entraînent une variation de la température de transition comme l'a montré Verwey.

Cette transformation semble élucidée à l'heure actuelle. La maille de la magnétite renferme 8 molécules, c'est-à-dire 32 ions O^{2-}, formant un ensemble cubique compact. Entre ces ions O^{2-}, il y a deux sortes d'interstices : les sites A ou tétraédriques compris entre 4 ions O^{2-} et les sites B ou octaédriques compris entre 6 ions O^{2-}. Il y a, par maille, 64 sites A et 32 sites B, mais tous ne sont pas occupés par les ions Fe^{2+} et Fe^{3+} : 8 sites A sont occupés par 8 ions Fe^{3+} et 16 sites B sont occupés par 8 ions Fe^{3+} et les 8 ions Fe^{2+}, de façon que la symétrie cubique soit réalisée à la température ordinaire. Mais il y a échange continuel d'ions Fe^{3+} et Fe^{2+} sur les sites B, ce qui entraîne un désordre partiel.

En abaissant la température, on tend à augmenter l'ordre, au moins partiellement; cet ordre partiel existerait à une température notablement inférieure à 100° K. Par échauffement, cet ordre partiel commencerait à disparaître d'une façon sensible vers cette température et s'évanouirait à 120° K. Nous serions donc en présence d'une transformation ordre-désordre.

Mais l'ordre partiel à basse température peut entraîner l'existence de nouvelles forces dues, par exemple, à un groupement des ions de même valence sur des plans parallèles. Ces forces seraient suffisantes pour déformer le réseau cubique et le rendre moins symétrique aux basses températures. Par échauffement, il y aurait donc passage continu du réseau moins symétrique au réseau cubique et, en ce sens, ce serait une transformation polymorphique. Cette transformation ne s'arrête pas brutalement; elle s'achève dans un domaine de températures de quelques degrés, c'est pourquoi on peut la qualifier de diffuse; la courbe des chaleurs spécifiques en fonction de la température ne montre d'ailleurs pas de discontinuité verticale, mais seulement une chute rapide [5]. Tout ceci semble vérifié par l'étude de la magnétite aux rayons X faite par Tombs et Rooksby [6]. Ces derniers ont montré qu'à 95° K, le réseau cubique est déformé suivant la direction normale au plan III et que la symétrie est rhomboédrique.

2. *Point de Curie.* — Mis à part l'échantillon B, qui a une résistance très faible dès la température ordinaire, on a suivi les variations de la résistance de A et de C jusqu'à 700° C dans une atmosphère inerte. Il est remarquable que ces deux échantillons ont encore une résistance fonction décroissante de la température, alors que la magnétite stoéchiométrique et un grand nombre de magnétites naturelles ont une résistance qui passe par un minimum aux environs de la température ordinaire et se conduisent ensuite comme des conducteurs métalliques. Les échantillons A et C semblent donc avoir une composition telle que $\frac{Fe_2O_3}{FeO} > 1$. Il y aurait excès de Fe^{3+} par rapport à Fe^{2+}; sur les sites B, des ions Fe^{3+} remplacent quelques ions Fe^{2+} et il y a en plus des trous.

Les courbes $R = f(\theta)$ montrent une cassure très nette au point de Curie, sans discontinuité. Pour les échantillons A et C, cette température est de 580° C ± 2° C. Ceci est en accord avec une transition du 2e ordre.

3. *Phénomène* ψ. — Entre 640 et 650° C pour l'échantillon A, entre 630 et 640° C pour C, la courbe $R = f(\theta)$ montre une anomalie. Il faut sans doute l'associer aux anomalies magnétiques rencontrées vers 700° C par Weiss et Foëx et aux anomalies dilatométriques signalées par Chevenard et Portevin [7] vers 670° C. Ces anomalies, encore peu connues, mériteraient une étude soignée.

[1] Weiss et Foëx. — *J. Physique*, 1911, **1**, 744.
[2] Watanabe et Tsuya. — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1950, **5**, 281.
[3] Domenicali. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 458.
[4] Verwey et Haayman. — *Physica*, 1941, **8**, 979.
Verwey. — *Nature*, 1939, **144**, 327.
[5] Millar. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1929, **51**, 215.
[6] Tombs et Rooksby. — *Act. Cryst.*, 1951, **4**, 474.
[7] Chevenard et Portevin. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, 538; *Bull. Soc. fr. Min.*, 1943, **66**, 132.

(*) 3.—Étude des champs magnétiques statiques à l'aide de la résonance magnétique nucléaire ;

par G. J. Béné, P. M. Denis et R. C. Extermann.

La relation fondamentale de résonance

$$\omega = \gamma H \qquad (1)$$

associe une fréquence radioélectrique ω à un champ magnétique H par un facteur qui, pour un noyau dans des conditions déterminées, est une constante : c'est le rapport giromagnétique γ du moment magnétique μ au moment angulaire 1.

Il est clair que cette relation, lorsque γ est connu (et les rapports giromagnétiques d'un grand nombre de noyaux stables ont été mesurés à une précision souvent supérieure au dix-millième), permet avec un générateur de fréquences convenable de déterminer les champs magnétiques à la précision indiquée pour γ.

Cette propriété a été récemment utilisée à Genève pour étudier la relation champ-courant dans un électroaimant à noyau de fer et dans un système de bobines d'Helmholtz.

Dans le premier cas, nous avons noté, à fréquence fixe, le courant d'alimentation de l'électroaimant nécessaire pour produire le champ de résonance d'une série de noyaux (H, F, P, Li, B, Na, Al, D). Les rapports giromagnétiques relatifs, inversement proportionnels aux champs correspondants, sont connus avec une précision souvent élevée (10^{-4} à 10^{-6}); le diagramme $\frac{k}{\gamma} = f$ [1] donne, à un facteur multiplicatif près, la relation champ-courant de l'électroaimant. Nous avons ainsi, avec huit points, vérifié que pour un entrefer de 4 cm le champ produit était une fonction linéaire du courant jusqu'à 10 000 gauss à la précision des mesures.

Nous nous sommes préoccupés également de déterminer le « rendement » en gauss du courant circulant dans les bobines d'Helmholtz. Connaissant le rapport giromagnétique du proton, la mesure de la fréquence excitatrice nous a permis de calculer le champ de résonance que l'on peut alors comparer au courant d'alimentation, mesuré avec un étalon convenable. Le résultat obtenu avec nos bobines a été de 13,700 gauss/A à une précision très supérieure au millième.

La mesure simple et précise des champs par la résonance magnétique des noyaux rend précieuse cette technique; elle l'est encore plus, pouvant être facilement employée à l'étude de l'homogénéité et de la constance dans le temps, des champs magnétiques statiques.

L'inhomogénéité « globale » d'un champ magnétique statique a été étudiée qualitativement et quantitativement ailleurs [2]. Nous n'y reviendrons pas : disons simplement que la relaxation transversale des noyaux est fonction à la fois de l'inhomogénéité du champ magnétique local créé par les noyaux voisins et de celle due au champ extérieur; si l'effet propre des noyaux voisins est connu, ou s'il peut être déterminé, on en déduit simplement l'inhomogénéité globale du champ statique extérieur.

Il arrive parfois, et c'est à Gabillard que l'on doit ce résultat [3], qu'il est possible de discerner les deux origines possibles de l'inhomogénéité du champ à l'emplacement d'un noyau donné.

En effet, le champ magnétique produit par les noyaux voisins est dans une substance homogène, variable dans le temps, mais identique pour tous les noyaux; le champ extérieur, au contraire, est constant dans le temps, mais variable avec la position dans l'échantillon.

L'inhomogénéité due à l'ensemble des noyaux voisins présente dans le cas des liquides, par exemple, la symétrie sphérique. Au contraire, le champ d'un électroaimant peut présenter un gradient suivant une direction privilégiée (l'échantillon décentré est, par exemple, dans une zone où le gradient a une direction privilégiée). Gabillard a montré théoriquement que si le champ varie linéairement à travers l'échantillon de $H_0 + \Delta$ à $H_0 - \Delta$ dans le cas de passage rapide, les battements classiques de Jacobsohn et Wangsness sont remplacés par des battements de battements [4] permettant de calculer T_2 et Δ.

Nous avons vérifié cette théorie en alimentant séparément les deux bobines de l'électroaimant. On a ainsi reproduit qualitativement les battements de battements par un gradient axial.

Il semble que ce phénomène permette de déceler une variation de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4}. Des mesures sont en cours pour préciser l'ordre de grandeur.

Le régime de la mémoire de phase (signal obtenu en passage rapide pour T_2 plus grand que la période de balayage) a permis l'étude de la constance dans le temps des champs magnétiques. Avec une batterie bien stable, l'électroaimant est alimenté avec une résistance fixe de 5 Ω en série. Si l'on met en parallèle sur cette résistance une résistance de 500 000 Ω, le signal est complètement déformé; si la résistance n'est que de 250 000 Ω, il y a extinction totale et instantanée du signal qui ne reparaît qu'avec sa propre constante de temps qui, pour les liquides utilisés, était de l'ordre de 1,5 s.

On a un moyen de mesure des variations dans le temps des champs magnétiques de l'ordre de 10^{-5}

[1] Bloch F. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 460.
[2] Béné G. — *Thèse*, Paris, 1951; *H. P. A.*, 1951, **24**, 367.
[3] Gabillard R. — *Thèse*, Paris, 1952 (sous presse).
[4] Béné G. J., Denis P. M. et Extermann C. R. — *Physica*, 1951, **17**, 308.

INFORMATIONS

ASSOCIATION FRANÇAISE DE CRISTALLOGRAPHIE

12, quai Henri-IV, Paris (4e).

Le premier volume des Tables Internationales de Radiocristallographie vient de paraître. Ces Tables sont publiées pour le compte de l'*Union internationale de Cristallographie*. Le texte et les tables ont été préparés en vue de leur utilisation pratique dans la détermination des structures cristallines, sans négliger pour autant les qualités didactiques. Ce volume est dédié aux groupes de symétrie et il sera suivi par deux autres volumes, actuellement en préparation, contenant des Tables mathématiques, physiques et chimiques. Le texte est rédigé en anglais et il est suivi d'un dictionnaire anglais, français, allemand, russe et espagnol. Il est vendu relié en toile, au prix de £ 5 5 s, inclus les frais d'expédition et d'emballage (558 + x pages, 237 figures). Les membres des Sociétés Savantes peuvent en acquérir un exemplaire au prix de £ 3, pourvu qu'il soit destiné à leur usage personnel. Pour la commande, ils doivent utiliser un formulaire spécial qui leur sera fourni par Mlle Th. Pétitpas, 12, quai Henri-IV, Paris (4e).

TIRAGES A PART DES COMMUNICATIONS.

Les auteurs des communications qui désirent en obtenir des tirages à part doivent en indiquer le nombre dans le haut de la première page de leur manuscrit. La commande sera faite en temps utile à l'Imprimerie Gauthier-Villars, qui se chargera de l'envoi et enverra sa facture aux auteurs.

Les tarifs (remise en pages et sous presse) sont actuellement les suivants :

	50 exemplaires.	100 exemplaires.
1 page recto	850 fr	1 000 fr
2 pages	1 200	1 350
3 »	1 550	1 750
4 »	1 900	2 050
Couverture imprimée	1 350	1 500

\+ Taxes : 19,54 %.

ERRATA.

Page 57 S., 15e ligne, *lire* : les efforts *induits* par la vitesse de déformation ne sont pas négligeables, *au lieu de : réduits.*

Page 57 S., 21e ligne, *lire* : Tous ces résultats ne présentent que l'aspect macroscopique et *statistique* des phénomènes, *au lieu de : statique.*

Le Gérant : Maurice Blondin. 142444 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 16 NOVEMBRE 1951.

Présidence de M. P. FLEURY.

Aucune observation n'étant faite au sujet des Communications présentées à la séance du 15 juin 1951, le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes, sur lesquelles il est immédiatement statué.

En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BLANCHARD (André, S. W. S. C. P. O., Box 2175, Houston (Texas), présenté par MM. P. Fleury et P. Jacquinot.

GAY (Robert, François), Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux, 20, Cours Pasteur, à Bordeaux, présenté par MM. Clastre et Cau.

WATERFIELD, Attaché scientifique, Ambassade britannique en France, présenté par MM. Portevin et P. Jacquinot.

Trois Communications ont été présentées :

1. — Aperçu rapide des recherches faites au laboratoire de Recherches Kamerlingh Onnes, à Leyde;

par M. le Professeur C. J. GORTER.

Fondé sous sa forme actuelle par H. Kamerlingh Onnes en 1885, ce fut en Hollande le premier laboratoire muni d'un équipement moderne et le seul pendant longtemps.

Il y a 40 ans, tous les physiciens hollandais de quelque importance avaient reçu leur éducation scientifique à Leyde, de H. Kamerlingh Onnes et de H. A. Lorentz. Les choses ont un peu changé, bien que le laboratoire Kamerlingh Onnes soit toujours le plus grand laboratoire scientifique de notre pays.

Kamerlingh Onnes avait concentré son attention sur les basses températures : il a liquéfié l'hélium en 1908 et découvert la supraconductibilité en 1911. Ce sont toujours les basses températures qui sont au centre de nos recherches.

Les successeurs de Kamerlingh Onnes furent Keesom et de Haas; je leur ai succédé après la dernière guerre. Le professeur belge Van Itterbeck est aussi professeur à Leyde, où il a sous ses ordres un groupe de chercheurs. Kramers dirige la Section théorique.

Nous avons actuellement, à Leyde, environ 65 chercheurs dont 8 étrangers et 7 théoriciens. Le nombre de techniciens est de 20, avec 100 apprentis.

Voici un tableau sommaire des sujets traités actuellement.

I. Le département le plus important est celui du MAGNÉTISME (40 pour 100 des chercheurs).

Susceptibilités. — Antiferromagnétisme, substances contenant des radicaux libres, rotation du plan de polarisation (Becquerel).

Désaimantation adiabatique. — Mesure des températures; température minimum atteinte 0,0015° K; propriétés magnétiques aux très basses températures; orientation des noyaux par le champ. Après 4 ans de travail, nous avons obtenu un résultat positif sur l'anisotrope spatiale de l'émission des rayons γ.

Relaxation paramagnétique. — 1. Aux fréquences audibles; mesure des termes de chaleurs spécifiques dus au paramagnétisme.

2. Aux fréquences de T. S. F. Existence de deux températures effectives dans le système des spins.

Résonance paramagnétique (à 7 cm, 3 cm et bientôt 0,8 cm).

Résonance nucléaire aux fréquences de T. S. F.

II. ÉTUDE DE L'HÉLIUM LIQUIDE (25 pour 100 des chercheurs). — Nous étudions les mélanges de ^{3}He et ^{4}He que nous obtenons à partir de l'hélium atmosphérique : pression de vapeur, effet osmotique, etc.

Expériences sur le transport de l'hélium par les fentes. Viscosité de l'hélium II, transport d'énergie, effet fontaine, films sur les parois solides, etc. Viscosité et conductibilité thermiques de l'hélium I sous des pressions de 50 atm. Chaleur spécifique de l'hélium, jusqu'à 0,25° K.

III. AUTRES SUJETS. — 1. Nous avons une section de thermométrie de précision fondée par Keesom et dirigée maintenant par M. Van Dijk.

2. Expériences sur la diffusion thermique, l'effet Soret, en particulier sur des mélanges H_2, D_2. On mesure la composition des mélanges en déterminant leur viscosité au disque oscillant.

3. Propriétés des gaz (suite des travaux de Keesom).

4. Absorption des ultrasons.

5. Structure fine des spectres de phosphorescence.

6. Étude des alliages ferromagnétiques, en particulier de métaux contenant des traces de manganèse et de chrome. Mesure de leur résistivité en fonction de la température, résistivité qui présente un léger maximum avant de diminuer rapidement au voisinage du zéro absolu.

7. Couches métalliques très minces.

2. — Sur la transformation du bromure d'argent en argent;

par Jean-Jacques Trillat.

Dans des travaux antérieurs, j'ai montré qu'il était possible d'étudier par diffraction électronique le comportement du bromure d'argent sous l'action de la lumière et des électrons [1], [2]; la libération d'argent peut alors s'observer d'une façon en quelque sorte cinématographique, grâce à la faculté que possèdent les faisceaux d'électrons monocinétiques de se diffracter sur les produits mêmes auxquels ils ont donné naissance. La formation d'argent microcristallisé se décèle dès les premiers instants pour l'émulsion photographique (gélatinobromure d'argent) soumise à l'action des électrons, tandis qu'elle ne s'observe pas pour le bromure d'argent préparé par voie chimique.

J'ai cherché à obtenir par une autre méthode des films très minces d'halogénures d'argent. Pour cela, on chauffe dans le vide des cristaux d'AgBr dont la vapeur est recueillie et condensée sur un support approprié, consistant en une fine pellicule de collodion ou de gélatine, ou encore une surface de glycérine. De tels films, examinés par la méthode de transmission, donnent lieu à de beaux diagrammes de diffraction électronique, indiquant une structure microcristalline désordonnée de AgBr (anneaux de Debye-Scherrer); si, au contraire, la condensation a lieu sur une face fraîche de clivage (100) de NaCl, le film obtenu est unicristallin (taches de diffraction isolées), le réseau de NaCl étant, en effet, très voisin de celui de AgBr.

L'étude de ces films est effectuée en tous points au moyen d'un faisceau électronique de 45 à 55 kV (diamètre 0,01 mm) et durant des temps variables compris entre quelques secondes et une heure. D'une façon générale, et sous l'influence locale du bombardement électronique, on observe l'apparition plus ou moins rapide d'anneaux de diffraction superposés au diagramme primitif d'AgBr et qui proviennent d'argent libéré sous la forme de très petits cristaux disposés au hasard; en général, aucune orientation privilégiée de Ag ne se manifeste même si l'on part de préparations unicristallines d'ABr.

La vitesse de formation de l'argent est extrêmement variable suivant la préparation et suivant le point examiné. L'épaisseur joue un rôle certain, ainsi que la plus ou moins grande perfection de la structure cristalline du bromure d'argent, comme nous l'avions d'ailleurs signalé autrefois [2]. Il arrive que certaines régions ne montrent, dès le début, que le diagramme d'argent seul, tandis que d'autres, au contraire, ne donnent que le diagramme de bromure d'argent inaltéré, quelle que soit la durée de l'irradiation.

Les pellicules d'AgBr peuvent, après exposition à la lumière ou aux électrons, être développées en les déposant simplement à la surface d'un bain de révélateur. L'examen de ces films développés montre uniquement des anneaux d'argent polycristallin sans aucune orientation privilégiée, et cela quel que soit le mode de préparation du bromure.

De nombreuses autres particularités intéressantes ont pu être constatées. Citons, en particulier, la cristallisation des films épais d'AgBr sous l'influence du bombardement électronique; l'effet thermique qui se manifeste par une désorientation locale des cristaux uniques; l'influence de la nature du support et, en particulier, de la gélatine sur la vitesse de formation de l'argent; l'apparition de traînées radiales faisant songer à de l'astérisme, mais dues en réalité à l'accumulation de charges électriques dans les taches de diffraction, etc.

Ces études complètent nos recherches antérieures, ainsi que celles effectuées depuis quelques années au moyen du microscope électronique, sur le comportement du bromure d'argent ou de l'émulsion photographique vis-à-vis de la lumière ou des électrons. Elles apportent des éléments d'information dont doivent tenir compte les théories sur la formation de l'image et sur la solarisation.

[1] Trillat J. J. et Motz H. — *J. Physique Rad.*, 1936, **7**, 89.
[2] Trillat J. J. et Mérigoux R. — *J. Physique Rad.*, 1936, **7**, 497.

3. — Solubilité des solides dans les gaz comprimés;

par S. Robin,
Laboratoire de Physique-Enseignement, Sorbonne et Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue.

Les phénomènes de dissolution des solides dans les liquides sont actuellement bien connus [1], mais la solubilité des solides et des liquides dans les gaz a été peu étudiée; elle présente l'avantage de faire intervenir un solvant de densité variable, ce qui permet d'envisager les phénomènes de la dissolution sous un aspect nouveau. Le phénomène fut découvert en 1879 par Hannay et Hogghart, mais les études quantitatives ne remontent qu'à 1912. D'une manière générale, les chercheurs procèdent par une « méthode dynamique » : le gaz comprimé est saturé de liquide (ou de solide) par barbotage dans des tubes placés dans un thermostat; il est ensuite réchauffé (pour éviter un dépôt du corps dissous), détendu et analysé à la pression ordinaire. L'analyse spectrophotométrique dont le principe remonte aux expériences de Ribaud sur le brome liquide [2] ne semble pas avoir été utilisée par d'autres chercheurs; elle présente l'avantage d'opérer d'une manière « statique » et peut permettre la mise en évidence facile de quantités très faibles de matières dissoutes.

L'appareillage utilisé devait être rigoureusement propre et étanche; entièrement métallique, ses différentes pièces pouvaient être soigneusement nettoyées et étuvées avant montage. Les joints étaient en argent ou en plomb; les fenêtres des bombes étaient montées par simple contact optique, sans

aucune interposition de matière, sur des embases en acier inoxydable parfaitement planes et polies et les robinets d'un type spécial, étaient munis de presse-étoupes en plomb montés suivant le principe de l'« autoserrage » [3]. L'azote et l'argon étaient comprimés par détente du gaz préalablement liquéfié à la pression de 150 kg : cm² dans un réservoir en acier plongé dans l'air liquide.

Nous avons étudié la dissolution du phénanthrène dans N_2, A et H_2 comprimés jusqu'à 1200 atm. La méthode de mesure est basée sur la loi de Beer, qui est incontestable, étant donné la très faible concentration de nos solutions gazeuses; mais la variation de la densité optique de la solution saturée avec la pression ne donne pas directement la courbe de dissolution; il faut tenir compte de l'effet spécifique de la pression d'un gaz donné sur le coefficient d'absorption du phénanthrène; cette correction est obtenue par l'étude de solutions non saturées de solide dans le gaz comprimé. La valeur absolue des concentrations (de l'ordre de 10^{-6} g : cm³ de gaz comprimé) est évaluée d'abord par comparaison de la densité optique des solutions saturées avec celle de solutions titrées de solide dans un solvant liquide transparent, puis par l'étude des solutions non saturées renfermant une quantité mesurée de solide.

Nous avons d'abord présenté les résultats sous forme de variation de la fraction molaire y_2 avec la pression P, comme cela a déjà été fait par d'autres auteurs [4] et cherché à les interpréter théoriquement. Nous avons démontré thermodynamiquement, en utilisant l'équation d'état des gaz parfaits, la formule

$$\frac{d}{dP}\log y_2 = \frac{v_1 - \bar{v}_2^A}{RT} \qquad (1)$$

(y_2 et $\bar{v}_2^A$ = fraction molaire et volume molaire partiel du solide dans la solution gazeuse; v_1 = volume molaire du solide); cette formule avait déjà été obtenue par Lewis et Randall [5] en utilisant la loi de Raoult, dans le cas de la dissolution d'un solide dans un liquide. La comparaison des deux démonstrations permet de faire un rapprochement de la dissolution dans les gaz avec la loi de Raoult, la formule (1) présente en outre, l'avantage de permettre une interprétation qualitative des résultats expérimentaux présentés sous forme de variation de la fraction molaire avec la pression, mais elle fait intervenir les volumes molaires partiels difficilement accessibles à l'expérience et pour sa démonstration thermodynamique il a fallu faire intervenir l'équation d'état des gaz parfaits.

Dans une autre tentative d'explication, nous avons remarqué que nos résultats expérimentaux étaient bien représentés par les relations non proposées jusqu'ici

$$\log m = A + B\rho \qquad (2)$$

à température T constante et

$$\log m = C + \frac{D}{T}, \qquad (3)$$

à densité ρ constante (m est la masse de solide par centimètre cube de gaz comprimé; A, B, C, D sont des constantes en première approximation). Ces relations s'appliquent assez bien aux résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs et que nous avons recalculés pour les présenter sous cette forme, en faisant appel à des données complémentaires sur la densité des gaz comprimés (par exemple, pour $C_6H_6—N_2$ jusqu'à 1100 kg : cm²; $C_6H_6—H_2$ jusqu'à 3 000 kg : cm²; $CH_3OH—N_2$; $I_2—CO_2$).

La formule (3) peut être rapprochée de formules voisines classiques dans le cas des tensions de vapeur et de la dissolution des solides dans les liquides; il est donc normal qu'elle s'applique aux dissolutions de solide ou de liquide dans les gaz, phénomène intermédiaire en première approximation. La relation (2) peut être déduite à basse pression et en admettant l'équation des gaz parfaits, de la formule (1) et de la relation de Poynting [6] donnant l'augmentation de la tension de vapeur d'un solide comprimé par un piston. A des pressions plus élevées, nous avons cherché une interprétation de la relation (2) en supposant que la dissolution des solides (ou des liquides) dans les gaz résultait d'une additivité de deux phénomènes : 1° une augmentation de la tension de vapeur du solide sous l'influence de la pression (effet Poynting) et 2° une interaction entre les molécules de solide et de gaz comprimé tendant à augmenter la quantité de solide dans la phase gazeuse et à laquelle doit être attribuée la différence de pente observée avec différents solvants pour un même corps dissous. Le premier phénomène a pu être mis en équation en reprenant la démonstration de Poynting dans le cas où le solide est comprimé par un gaz non parfait; moyennant quelques hypothèses, on arrive à la relation

$$\mathrm{Log}_e \frac{m}{m_0} = \frac{\rho v_s}{22\,400} \qquad (4)$$

ρ = densité relative du gaz comprimé; v_s = volume molaire du solide en centimètres cubes; m_0 = masse de solide par centimètre cube en l'absence de gaz compresseur). Le deuxième phénomène a été calculé par la thermodynamique statistique en nous appuyant sur certains calculs de Fowler et Guggenheim et en admettant en première approximation que les deux composantes de la phase gazeuse obéissaient à une équation d'état limitée au deuxième coefficient du viriel. Le calcul conduit à la relation

$$\mathrm{Log}_e \frac{m}{m_0} = \frac{\rho v_s}{22\,400} - 2 B_{AB} \frac{\mathcal{N}\rho}{22\,400}, \qquad (5)$$

avec

$$B_{AB} = \frac{1}{2}\int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon_{AB}}{kT}}\right) 4\pi r^2 \, dr$$

($\mathcal{N}$ = nombre d'Avogadro, k = constante de Boltzmann, ε_{AB} = potentiel d'interaction entre les molécules de solide et de gaz comprimé). Le premier membre de (5) est une somme de deux termes dont le premier représente l'effet Poynting précédemment calculé (4). La comparaison avec les résultats expérimentaux permet de calculer

$$B_{AB}(T) = a + \frac{b}{T}$$

(a et b, coefficients numériques). En utilisant pour ε_{AB} le potentiel des forces de Lennard Jones

$$\varepsilon_{AB}(r) = 4\varepsilon^* \left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right],$$

et moyennant quelques approximations, il est possible de calculer simplement ε^* et σ [7]. Pour le système phénanthrène-azote, on trouve

$$\sigma \# 4\,\text{Å} \quad \text{et} \quad \varepsilon^* \# 2.10^{-14}\,\text{ergs};$$

l'ordre de grandeur est convenable. Un calcul analogue a pu être fait pour d'autres systèmes (par exemple, $I_2 — CO_2$, $CH_3OH — N_2$) et conduit encore à des ordres de grandeur raisonnables. Envisagée sous cet angle, la solubilité dans les gaz est susceptible d'apporter d'importants renseignements sur la connaissance des forces intermoléculaires. D'autre part, il n'est pas impossible que, en renversant le sens du calcul, on puisse calculer approximativement des courbes de solubilité qui n'ont pas encore été mesurées, tout au moins dans le cas de molécules simples pour lesquelles on connaît ε^* et σ.

(Comme application directe de la solubilité des solides dans les gaz comprimés, nous avons pensé à les utiliser comme solvants pour l'analyse spectrale dans l'ultraviolet de Schumann, où l'on manque de solvants liquides transparents; nous avons obtenu quelques spectres du phénanthrène en solution dans l'argon comprimé pour des longueurs d'ondes supérieures à 1500 Å, mais cette méthode serait surtout utile pour l'obtention du spectre d'absorption de corps difficiles à vaporiser sans décomposition).

[1] Hildebrand J. H. et Scott R. L. — *The solubility of nonelectrolytes*, New-York, 1950.
[2] Ribaud G. — *Thèse*, Paris, 1919.
[3] Bridgman P. W. — *The Physics of high pressure*, London, 1931, 32.
[4] Krichevsky I. et Gamburg D. — *Acta physicochim. U. R. S. S.*, 1942, **16**, 1942, 362.
[5] Lewis C. H et Randall M. — *Thermodynamics and the free energy of chemical substances*, New-York, 1923, 228.
[6] Poynting J. H. — *Phil. Mag.*, 1881, **12**, 32.
[7] Pour plus de détails sur ces calculs, *voir :* Robin, S., Vodar B. et Bergeon R. — *C. R. Acad. Sc.*, **232**, 1951, 2189.

CONFÉRENCES DE M. LE PROFESSEUR GORTER.

A l'occasion du séjour à Paris du Professeur Gorter, la Faculté des Sciences et le Comité des Relations culturelles franco-néerlandaises lui ont demandé de faire des conférences.

Les sujets traités ont été les suivants :

1. *La spectroscopie des ondes hertziennes* (15 novembre).

2. *La résonance magnétique des noyaux atomiques* (19 novembre).

3. *La relaxation et la résonance paramagnétique* (20 novembre).

4. *Les résonances magnétiques dans un cristal antiferromagnétique* (23 novembre).

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 30 NOVEMBRE 1951.

M. le Professeur P. Fleury préside.

Les trois communications suivantes ont été présentées :

1. — Observations sur les fragments lourds dans les étoiles cosmiques;

par M. Jean Crussard.
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Les fragments lourds de charge $\geq 3\,e$ émis dans les explosions des noyaux sous l'action des particules cosmiques ont été étudiés au moyen de plaques Ilford G 5 sensibles aux électrons, envoyés en haute altitude au moyen de ballons.

L'identification et l'estimation de l'énergie des fragments a été faite, suivant les cas :

1° Par l'observation des rayons δ. Un étalonnage a été obtenu par comptage des rayons δ sur 46 protons et 40 particules α terminées dans l'émulsion;

2° Par la mesure de la largeur de traces épaisses au départ, terminées en pointe dans l'émulsion. Cet amincissement est expliqué principalement par la diminution de la dimension des petits δ suffisamment serrés pour produire l'aspect d'une trace continue;

3° Par l'observation des produits de désintégration de noyaux instables. On a ainsi mis en évidence des noyaux de ^{8}Be émis dans l'état fondamental et se désintégrant en vol en deux particules α. Ces paires fournissent, en outre, une mesure de l'énergie de décomposition du ^{8}Be. La valeur trouvée est 80 ± 10 keV, en accord avec les résultats d'autres mesures. D'autres paires de particules α sont attribuables à des noyaux de ^{9}Be émis avec une excitation de 2,4 MeV dans un état ^{2}D à spin total $\frac{5}{2}$, se désintégrant en deux α et un neutron.

La section efficace pour l'émission d'un fragment lourd d'énergie totale ≥ 45 MeV par le choc d'un proton rapide sur un noyau de Br ou Ag de l'émulsion est estimée à environ 0,1 barns de l'ordre de $1/10^e$ de la section géométrique.

La contribution des noyaux légers de l'émulsion paraît négligeable.

Par rapport à la direction du proton incident, les fragments lourds sont émis principalement vers l'avant. La concentration vers l'avant augmente avec l'énergie des fragments; elle est déjà notable vers 5 MeV par nucléon, alors que pour les particules α dans des étoiles analogues, l'anisotropie ne commence que vers 10 à 12 MeV par nucléon et pour les protons vers 25 à 30 MeV.

Ceci montre que l'émission des fragments se produit au début du phénomène et non au cours de l'évaporation nucléaire. Elle accompagne probablement la cascade nucléonique qui se produit dans le noyau après le premier choc du primaire sur un nucléon.

Son mécanisme reste mystérieux : il est difficile

de concevoir, sans faire appel à des notions nouvelles, la projection de fragments d'environ 3.10^{-13} cm de rayon par des nucléons rapides de longueur d'onde associée $\frac{\lambda}{2\pi}$ de l'ordre de $0,2$ à $0,6.10^{-13}$ cm.

2. — Étude du rayonnement du Zn_{65} ;

par M. J. K. Major.

1. Le Zn_{65} de 250 jours a été étudié dans une chambre de Wilson à pression variable et à l'aide de compteurs Geiger-Müller, étalonnés pour des mesures absolues de rayonnements, β, γ, X en utilisant la méthode des coïncidences.

2. Le schéma de désintégration et les valeurs des rapports d'embranchement entre les captures *K* et l'émission de positons ont été précisés. L'ensemble des données expérimentales sur l'émission de positons du Zn_{65} s'accorde bien avec une transition deux fois interdite du type $\Delta J = 1$, $\Delta I = 2$. Toutefois, l'interprétation complète de la désintégration du Zn_{65} à l'aide d'un modèle nucléaire en couche rencontre certaines difficultés.

3. — Le séparateur d'isotopes du C. E. A. ;

par René Bernas,
Attaché de recherches au C. N. R. S.

Parmi les différentes méthodes de séparation d'isotopes à l'échelle du laboratoire, celle basée sur le principe du spectromètre de masse présente les avantages incontestables d'un domaine d'utilisation étendu à tous les éléments, et d'une grande pureté des échantillons produits.

Différents types possibles ont été envisagés, utilisant la déviation magnétique simple. L'appareil à secteur de 60° a été choisi en raison des avantages suivants :

— La source et le collecteur sont en dehors du champ magnétique;
— L'électroaimant, pour une même valeur de la dispersion de l'appareil est de dimensions très réduites par rapport au type à 180°.

L'électroaimant d'un poids total de 5 t a un circuit magnétique en fer Anuco en forme d'U. Les bobines sont constituées de couches alternées de tubes de refroidissement et de fil de cuivre. Le courant est fourni par un groupe générateur à excitation séparée (débit 20 A sous 600 V). Une régulation électronique maintient le courant constant à 1/400e près. L'entrefer a 66 mm, les noyaux polaires un diamètre de 40 cm. Le champ maximum est de 12 900 Gs. Dans l'entrefer de l'électroaimant, les pôles sont utilisés comme parois de la chambre à vide. Des entretoises dont la partie centrale est en acier inoxydable amagnétique joignent les sommets des angles de la chambre.

Le vide est assuré par une pompe de 1,500 l : s.

L'appareil étant destiné à utiliser des courants d'ions intenses, les deux problèmes principaux ont été la réalisation de la source d'ions et la mise au point d'une méthode permettant d'éviter la divergence du faisceau due à la répulsion coulombienne des ions.

La source d'ions est constituée par une décharge à cathode chaude dans un champ magnétique sous une pression d'environ 10^{-3} mm Hg. Le plasma de la décharge est concentré au voisinage de la fente de sortie par le champ magnétique utilisé. Les électrons ont une énergie moyenne de 100 à 150 V. Le courant dans la décharge peut varier entre 0,3 et 3 A. Les

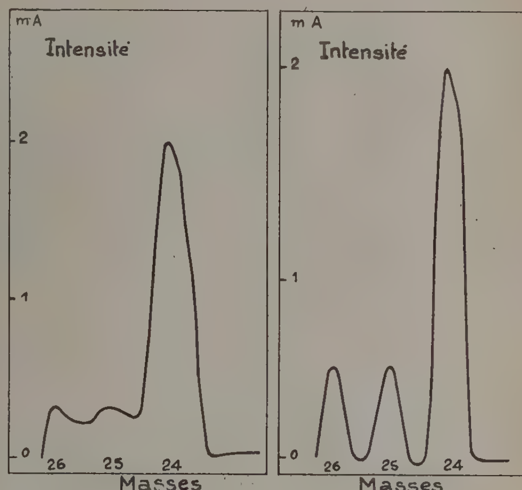


Fig. — Influence de la neutralisation de la charge d'espace du faisceau d'ions sur les spectres de masses obtenus au cours d'une séparation d'isotopes du magnésium (courant total, 3,5 mA; H. T., 30 kV).

1er spectre : neutralisation partielle;
2e spectre : neutralisation totale.

courants d'ions extraits de cette source, sous une tension de 30 kV, varient de 7 à 12 mA selon les éléments utilisés (N_2^+, Zn^+, Mg^+, A^+). Ces courants sont mesurés sur une cible à 40 cm de la source, compte tenu de l'émission électronique secondaire (une méthode calorimétrique a notamment été utilisée).

Le rendement de la source, défini comme le rapport du nombre d'ions au nombre de molécules neutres issues de la source est de 33 pour 100 dans le cas de l'argon.

La neutralisation de la charge d'espace du faisceau est réalisée en utilisant les électrons produits lors de l'ionisation du gaz résiduel par les ions positifs accélérés. Une grille portée à un potentiel négatif à chaque extrémité du faisceau empêche l'extraction des électrons par le champ accélérateur des ions ou par le collecteur [1].

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1092.

Conditions types de fonctionnement :

Métal étudié : Mg.

Tension accélération............	30 000 V
Intensité du champ magnétique...	3 300 Gs
Courant de la décharge	500 mA
» d'ions extrait (total)....	5,5
» total reçu au collecteur...	3,5
» correspondant à Mg^{24}...	2,5
Pression dans l'enceinte.........	3.10^{-5} mm Hg
Tensions sur les grilles { avant....	120 V
Tensions sur les grilles { arrière...	— 500

Le pouvoir séparateur actuel correspondant à des courants d'ions au collecteur de 1 mA, est d'environ 80. Des modifications sont en cours qui permettront d'atteindre 150. Les quantités d'isotopes séparés sont de l'ordre du millième d'atome-gramme par 24 h, soit 1 mg : h pour Mg^{24} et 2 mg : h pour Zn^{64}. Le domaine d'utilisation s'étend actuellement à environ 30 éléments si l'on admet des intensités inférieures au milliampère. La réalisation d'une source permettant la séparation de solides à faible tension de vapeur est actuellement en cours (groupe Fe, Cu, Ni, etc.).

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DE 7 DÉCEMBRE 1951.

M. le Professeur P. Fleury préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Localisation précise d'un maximum ou d'un minimum de transmission en fonction de la longueur d'onde. Application à la préparation des couches minces diélectriques;

par MM. P. Giacomo et P. Jacquinot (Laboratoires de Bellevue).

Au moyen d'un miroir vibrant on produit une petite variation périodique $\delta\lambda$, de fréquence N de la longueur d'onde λ envoyée sur l'objet à étudier. Le flux transmis (ou réfléchi) est reçu sur une cellule dont le courant est amplifié en courant alternatif. L'annulation (et l'inversion) de la composante de fréquence N de ce courant se produit pour les longueurs d'onde pour lesquelles la transmission (ou réflexion) passe par un maximum ou un minimum. L'annulation de la composante de fréquence 2 N a lieu pour les points d'inflexion.

La méthode, qui peut être sensible, permet l'étude très rapide des filtres (position et largeur de la bande passante). On indique dans quel cas la sélectivité propre de l'appareil peut être gênante et comment on peut y remédier. La méthode permet, en outre, de régler exactement à $\frac{\lambda}{4}$ ou $\frac{\lambda}{2}$ l'épaisseur optique d'une couche diélectrique pendant sa préparation.

Cette communication fera l'objet d'un Mémoire qui paraîtra prochainement dans le Journal de Physique.

2. — Compte-rendu d'un voyage aux U. S. A. :

Washington : *Symposium sur la qualité des images optiques;*

Chicago : *Réunion de l' « Optical Society American ».*

Visites de Laboratoires et d'usines (Bausch and Lomb, Kodak, Baird associates, Perkin Elmer, American optical Company, etc.),

par MM. A. Arnulf et A. Maréchal.

SECTION SUD-OUEST.

SÉANCE DU 16 JUIN 1951.

Les communications suivantes ont été présentées

1. *Sur les méthodes directes de détermination des structures cristallines,* par MM. R. Gay, Professeur et J. Clastre, Assistant à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

2. *Contribution à l'explication de la variation diurne du gradient de potentiel électrique terrestre,* par M. R. Guizonnier, Professeur à la Faculté des Sciences.

1. — Sur les méthodes directes de détermination des structures cristallines;

par MM. R. Gay et J. Clastre.

Par diffraction des rayons X dans un cristal, on obtient des taches *hkl* dont on ne sait mesurer que les intensités $|F_{hkl}|^2$. Or la fonction de densité électronique (ou structure cristalline) est la transformée de Fourier des termes amplitudes F_{hkl} : de ces termes, on connaît le module, mais on ne connaît pas la phase. Les méthodes indirectes, les seules que l'on employait jusqu'à présent, visent à déterminer les phases des termes F_{hkl}. Ceci ne peut être réalisé que par des calculs laborieux basés sur des hypothèses plus ou moins approximatives sur les caractères de la structure.

Les méthodes directes évitent la difficulté de l'indétermination des phases. Elles se proposent de déterminer la structure à partir de la fonction de Patterson de cette structure, c'est-à-dire de la transformée de Fourier des termes intensités $|F_{hkl}|^2$. Un certain nombre de suggestions ont été présentées depuis 1950 [1] à [11].

1. Les méthodes directes présentées jusqu'ici peuvent toutes se ramener à la méthode des super-

positions [3], [4], [10]. Nous avons montré que cette méthode permet de déterminer sans ambiguïté (sauf des cas très particuliers), les positions des atomes dans le cristal, lorsque, par une transformation mathématique appropriée, on a réussi à réduire ces atomes à des points pesants (poids : nombre d'électrons). La fonction de Patterson devient alors une distribution de points pesants ou pseudo-atomes. Le poids de chaque pseudo-atome est égal au produit $Z_i \times Z_j$ de deux atomes i, j qui, dans la structure, sont séparés par la distance représentée dans le Patterson par le vecteur de position du pseudo-atome par rapport à l'origine. Le résultat d'une superposition se traduit par un produit de la forme

$$\pi_2 = P(x) \times P(x + x_{ij}) \quad [7], [10],$$

produit du Patterson par lui-même après une translation égale au vecteur x_{ij} qui définit la position du pseudo-atome (ij).

Si, en appliquant les règles de superpositions qui ont été établies par les auteurs, on superpose le Patterson à lui-même, autant de fois qu'il y a d'atomes dans la maille cristalline, on détermine les positions de ces N atomes : ce sont celles où N pseudo-atomes coïncident en se superposant. De plus, la fonction-produit π_N de degré N qui correspond à ces N superpositions a pour valeur : zéro en tout point et

$$\left[(Z_1 \times Z_2 \times Z_3 \times Z_l \times \ldots \times Z_N) \Sigma_i^N Z_i^2\right] Z_j^{N-2}$$

sur chacune des coïncidences.

$Z_1, Z_2, \ldots, Z_i, \ldots, Z_N$ sont les nombres atomiques des N atomes. Le coefficient entre crochets est constant : le poids de chaque coïncidence est proportionnel à la puissance $(N\text{-}2)^{\text{ième}}$ du poids de l'atome dont elle détermine la position. Ainsi la structure est entièrement déterminée, puisque position et nature des atomes sont déterminées.

Ceci n'est vrai que si, dans la structure ponctuelle, chacune des distances interatomiques n'est représentée qu'une fois. Si une ou plusieurs distances interatomiques sont représentées plusieurs fois, alors le Patterson comporte des pseudo-atomes multiples dont le poids est $(Z_i Z_j + Z_k Z_l + \ldots)$; après superposition, la fonction-produit est tantôt de la forme précédente, tantôt de la forme

$$(Z_1 \times Z_2 \times \ldots \times Z_N)(1 + \alpha_{kl})(1 + \alpha_{rs}) \ldots Z_j^{N-2},$$

$$\alpha_k = \frac{Z_k Z_l + \ldots}{Z_i Z_j} \qquad \text{(de même } \alpha_{rs}\text{)}.$$

Cette forme se présente chaque fois que la coïncidence comporte un ou plusieurs pseudo-atomes multiples tels que $(Z_i Z_j + Z_k Z_l + \ldots)$.

Comme, *a priori*, on ne sait pas si un pseudo-atome est simple ou multiple, la seule conclusion qu'on puisse tirer de la fonction π_N, c'est que le poids des coïncidences est égal ou supérieur à la puissance $(N\text{-}2)^{\text{ième}}$ du poids de l'atome multiplié par le coefficient $[(Z_1 \ldots Z_n) \Sigma Z_i^2]$ (¹).

2. Dans quelle mesure ce raisonnement, appliqué à une structure formée d'atomes ponctuels peut-il s'appliquer à une structure formée d'atomes réels ? Chaque atome est alors un amas de densité électronique, chaque pseudo-atome du Patterson est un amas de densité de Patterson (les maxima de ces deux sortes d'amas coïncident avec les atomes ponctuels et les pseudo-atomes ponctuels des représentations précédentes).

Plaçons-nous dans le cas le plus favorable : la structure ne présente aucune distance interatomique multivalente (tous les pseudo-atomes du Patterson sont simples). Même dans ce cas, il est impossible de tirer la structure $f(x)$ (fonction de densité électronique) de la fonction de Patterson $P(x)$. Par exemple, la fonction-produit π_N calculée comme précédemment ne représente pas la densité électronique à la puissance $(N\text{-}2)$. Cela tient au fait que les atomes sont juxtaposés dans la structure. En effet : considérons dans le Patterson un pseudo-atome isolé correspondant à un couple d'atomes de la structure. Il possède des dimensions égales à la somme des dimensions de chacun des deux atomes (propriété des produits de composition). Étant donné la juxtaposition des atomes dans la structure, tous les pseudo-atomes individuels qui composent le Patterson total se superposent en partie. En un mot, tous les *points* du Patterson sont des « points multiples » (dans le sens où l'on disait tout à l'heure pseudo-atome multiple).

Donc la fonction π_N représente la puissance $(N\text{-}2)^{\text{ième}}$ de la densité électronique, non plus à un facteur constant près, mais *à un facteur variable* près et les variations de ce facteur sont indéterminées.

Pour que la fonction π_N donne un résultat comparable à celui obtenu avec une structure ponctuelle, il faudrait que les atomes de la structure occupent un volume assez réduit pour que les pseudo-atomes individuels ne se superposent plus. Cette condition n'étant pas réalisée dans les cristaux, il faut, par une transformation mathématique appropriée des $|F_{hkl}|^2$, déformer les atomes de façon à en réduire suffisamment le volume.

(¹) M. J. Buerger, sans pousser le raisonnement jusqu'au bout, a mentionné déjà cette difficulté [8].

[1] Buerger M. J. — *Acta crystall.*, 1950, **3**, 87.
[2] Beevers C. A. et Robertson J. H. — *Acta crystall.*, 1950, **3**, 164.
[3] Clastre J. et Gay R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1876.
[4] Garrido J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1878.
[5] Clastre J. et Gay R. — *Bull. Soc. fr. Minéral. Cristall.*, 1950, **73**, 202.
[6] Garrido J. — *Rev. Fac. Cienc. Univ. Coïmbra*, 1950, **19**, 1.
[7] Buerger M. J. — *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 1950, **30**, 376.
[8] Buerger M. J. — *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 1950, **30**, 738.
[9] Bertaut F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 626.
[10] Mac Lachlan D. — *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 1951, **37**, 115.
[11] Mac Lachlan D. — *Bull. Univ. Utah.*, 1951, **41**, nº 6, 40.

(*) 2. — Contribution à l'explication de la variation diurne du gradient de potentiel électrique terrestre;

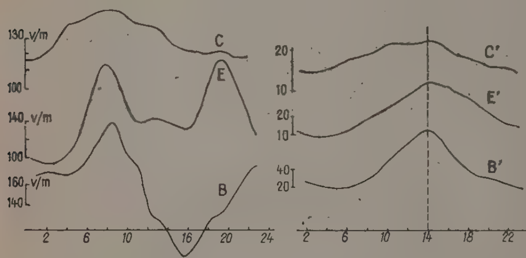
par R. Guizonnier.

L'analyse des données d'une vingtaine d'observatoires a montré que la variation diurne, rapportée au temps local, est la somme d'une onde semi-diurne dont les maxima s'accomplissent vers 9 h et 21 h,

et d'une onde diurne atteignant son maximum vers 12 h, ou dans les stations chaudes, vers 24 h [1]. Ce dernier maximum peut être déplacé vers 9 h ou 21 h quand la composante semi-diurne a l'un de ses maxima plus accentué que l'autre [2].

L'origine de la semi-diurne, réalisant ses maxima vers 9 h ou 21 h, est difficile à interpréter. Le problème s'éclaire si l'on considère l'expression du gradient, non pas comme une somme de fonctions sinusoïdales, dont chacune serait due à une cause physique déterminée, mais comme un produit de deux fonctions, correspondant chacune à une variation diurne simple, réalisant leurs maxima respectivement vers midi et vers minuit, produit qui, effectué, donne l'onde diurne et l'onde semi-diurne trouvées par l'analyse.

Recherche des facteurs du produit intervenant dans l'expression du gradient. — Il a été montré [3] que si les fluctuations de la valeur moyenne journalière de la température sont faibles,



la valeur moyenne journalière G du gradient suit celles de l'humidité relative, changée de signe, ces dernières étant d'ailleurs parallèles à celles de la radiation solaire globale. Si les fluctuations de la valeur moyenne journalière de l'humidité relative sont peu accentuées, les variations de G suivront celles de la valeur moyenne journalière de la température, changée de signe. Dans les limites de température utilisées, c'est-à-dire de 5 à 30°, le rapport $\frac{\Delta G}{\Delta t}$ s'est montré très grossièrement constant; cela ne signifie pas que G soit fonction linéaire de t, mais que, *très approximativement, entre ces limites* de température, on peut assimiler G, à un facteur constant près, à la droite $(k - t)$, k étant une constante à déterminer.

Si l'on admet que les grandeurs dont dépend le gradient interviennent dans les facteurs d'un produit qui constitue l'expression de ce gradient, le gradient peut donc être représenté par un produit où un facteur est assimilable, dans les limites de température indiquées, à $(k - t)$, l'autre, que nous appellerons $\varphi(s)$, étant d'origine solaire plus ou moins directe (radiation solaire globale, humidité relative).

Justification de l'hypothèse du produit. — *Données recueillies en mer.* — Sur les données de 193 jours, obtenues lors de la croisière du *Carnegie* [4] de juillet 1921 à février 1925, éliminant les jours de temps troublé et ceux pour lesquels les valeurs de la température font défaut, il a été retenu les données de 111 jours. 56 jours ont une variation diurne simple avec maximum vers midi. La courbe C est la variation journalière moyenne des 55 jours restants irréguliers. Il a été recherché s'il existait une valeur de k telle que, divisant chaque ordonnée moyenne horaire de la variation diurne du gradient, par l'ordonnée correspondante de $(k - t)$, il apparaisse la forme $\varphi(s)$, prévue avec son unique maximum vers midi, ce qui justifierait l'hypothèse du produit. *Empiriquement*, il a été trouvé $k = 32$. Divisant alors les ordonnées de la courbe C par les ordonnées correspondantes de $(32 - t)$, il a été obtenu la courbe C′ tendant bien à réaliser son maximum vers midi, exactement à 14 h, comme la radiation solaire globale ou l'humidité relative changée de signe.

Observatoire de l'Èbre. — Seules les données de 1910 ont été considérées, car, cette année a été l'une des plus fournies en jours de beau temps, qui ont été les seuls retenus, et aussi parce que les courbes publiées, relatives à cette année, sont à plus grande échelle, ce qui facilite la lecture. Parmi les 56 jours de très beau temps, 16 ont eu une variation diurne simple avec maximum vers midi; la courbe E est la variation journalière moyenne des 36 jours restants, dont le maximum s'est réalisé vers 9 h ou 21 h. Divisant les ordonnées de E par les ordonnées correspondantes de $(32 - t)$, il a été obtenu une variation diurne réalisant bien son maximum vers midi, mais perturbée encore par de légers maxima vers 9 h et 21 h.

Il a été trouvé nettement que cette perturbation restante était due à l'influence du vent (¹). Il est bien connu d'ailleurs que lorsque le vent croît, le gradient diminue [5]. *Empiriquement*, à partir des données de l'Èbre, il a été calculé que cette influence du vent pouvait être représentée par une exponentielle $e^{-0,08v}$, où v est la vitesse du vent en kilomètres par heure.

Divisant alors les ordonnées de G par $(32 - t)$, puis par $e^{-0,08v}$, nous avons obtenu la courbe E′ comparable à la courbe C′.

Autres Observatoires. — La courbe B représente la variation diurne à Bombay, en 1936, durant la période sèche. La courbe B′ a été obtenue en divisant chacune des ordonnées de B par l'ordonnée correspondante de $(32 - t)\,e^{-0,08v}$. Cette dernière courbe est bien comparable à E′ et C′.

Nous avons ainsi utilisé toutes les données que nous avons pu nous procurer, relatives aux rares observatoires qui ont publié, avec les valeurs du gradient, celles de la température. Les résultats ont été également excellents pour Ksara [6] (janvier, juin 1935); Batavia (valeurs moyennes horaires annuelles de 1901); Eshdalemuir (mars, septembre 1929, mois les plus pluvieux).

En ce qui concerne Tokio (1909), seuls les mois de juillet et août ont donné satisfaction : les courbes obtenues en divisant les ordonnées de la variation diurne du gradient par celles de $(32 - t)\,e^{-0,08v}$ conservent, pour les autres mois, des maxima encore accentués vers 9 h et 21 h. Cela tient au fait que nous n'avons pu opérer que sur valeurs moyennes horaires mensuelles et que l'influence du vent se manifeste par une exponentielle; ainsi, la valeur moyenne du

(¹) Cette influence ne gêne pas l'étude sur valeurs moyennes journalières, car elle est bien moins importante, en ce cas, que celle de la température et de l'humidité relative.

vent portée dans l'expression $e^{-0,98v}$ ne peut donner la valeur moyenne de cette exponentielle : la valeur obtenue est trop faible, d'où le résidu des maxima vers 9 h et 21 h; il faudrait opérer sur valeurs jour par jour, comme il a été fait en ce qui concerne les données de l'Èbre, car à Tokio, comme à l'observatoire de l'Èbre, la vitesse du vent à 9 h et à 21 h doit varier beaucoup d'un jour à l'autre.

Conclusion. — Si le gradient de potentiel électrique est sûrement fonction décroissante de la température et de la vitesse du vent (²), les expressions données, en ce Mémoire, de ces relations, sont tout à fait empiriques. Le travail, qui vient d'être exposé, met simplement en évidence l'intérêt qu'il y a à considérer l'expression du gradient comme constituée essentiellement par un produit de deux facteurs, correspondant chacun à une variation diurne simple, l'un accomplissant son maximum vers midi, exactement à 14 h, l'autre vers minuit, au tout début du jour.

La composante semi-diurne, donnée par l'analyse, dont on explique difficilement les heures des maxima, est donc simplement formée par le jeu mathématique de ce produit. Le passage des variations diurnes aussi dissemblables que C, E, B, à une variation de type unique telle que C′, E′, B′, justifie de façon satisfaisante cette idée du produit.

On doit pouvoir expliquer de la même façon la composante semi-diurne de la pression atmosphérique qui, elle aussi, accomplit ses maxima vers 9 h et vers 21 h.

[1] Guizonnier. — *Thèse*, Paris, 1937, p. 42-44 et 66-68.
[2] Guizonnier. — *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **207**, 372.
[3] Guizonnier. — *Ciel et Terre* (revue belge), juillet-août-septembre 1944 et second article prochainement.
[4] Mauchly M. S. I. — Recent results on the diurne of atmospheric electricity from aboard the Carnegie. *The american Society*, avril 1921.
[5] Dongier. — *Traité d'électricité atmosphérique*, sous la direction de Mathias, p. 58.
[6] Chevrier. — *Thèse*, Paris, 1938, courbes p. 38-39.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 1er OCTOBRE 1951.

Conférence de M. W. H. Barkas, Professeur à l'Université de Californie, Radiation Laboratory, Berkeley : *Recherches récentes sur les mésons et les grandes énergies à Berkeley,*

SÉANCE DU 23 NOVEMBRE 1951.

Conférence de M. J. Yvon, Chef du Service de Physique Mathématique au Commissariat de l'Énergie atomique : *Calcul d'une pile atomique.*

SÉANCE DU 30 NOVEMBRE 1951.

La section a procédé au renouvellement de son bureau :

M. Gorodetzky a été élu Président à l'unanimité. M. Pluvinage a été maintenu dans ses fonctions de Secrétaire.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. *Étude expérimentale, par la méthode photographique, de la diffusion des nucléons de grande énergie par les noyaux,* par P. Cüer et J. Combe.

2. *Antiferromagnétisme et structure dans* Cr_2O_3, par J. Wucher.

(Un article détaillé sur la question paraîtra ultérieurement dans le *Journal de Physique.*)

1. — Étude expérimentale par la méthode photographique de la diffusion des nucléons de grande énergie par les noyaux;

par P. Cüer et J. Combe.

Notre hypothèse de sous-structures instantanées dans les noyaux légers semble rendre compte des principaux résultats expérimentaux connus dans le domaine des grandes énergies.

Les émulsions utilisées ont été exposées au synchrocyclotron de Berkeley (¹) à des spectres de neutrons de $\sim$ 90 et 270 MeV et à des protons monoénergétiques de 340 MeV.

Les particules chargées émises dans les désintégrations nucléaires observées peuvent être divisées phénoménologiquement en deux groupes principaux :

a. Les particules d'évaporation de quelques MeV provenant de la désexcitation des noyaux;

b. Les particules de grande énergie (dont on ne voit que les chargées) issues des interactions primaires.

L'étude de la diffusion est évidemment effectuée sur ce dernier groupe.

Les noyaux désintégrés sont classés en deux catégories suivant le critère de la barrière de potentiel : légers (C, N, O) et lourds (Ag, Br). Ces deux groupes montrent une différence fondamentale pour les interactions primaires.

I. Du point de vue de la charge, par exemple dans un noyau lourd, le nucléon sort en ayant changé de charge en moyenne une fois sur deux; dans les légers, il garde neuf fois sur dix son identité.

Tableau.

Pourcentage d'étoiles possédant une branche énergique visible émergente ($E >$ 30 MeV).

		Pour cent.	Étoiles.
Neutrons (270 MeV).	Légers.......	8	430
	Lourds.......	45	250
Protons (340 MeV).	Légers.......	88	60
	Lourds.......	52	300

(¹) Grâce à l'obligeance des Docteurs Barkas et Bradner.

D'après les idées actuelles sur la transparence, on peut suivre choc par choc un nucléon très énergétique dans son trajet à travers un essaim de nucléons indépendants en mouvement. Les valeurs expérimentales précises des sections efficaces totales nous permettent de calculer le libre parcours moyen λ en fonction de E. Pour ^{12}C à 270 MeV, on peut ainsi calculer à l'aide de $\lambda \sim 7.10^{-13}$ cm que sur 100 traversées efficaces ~ 80 donnent un choc et ~ 20 donnent deux chocs. Pour un noyau moyen intermédiaire entre Ag et Br, il y aurait 60 chocs simples, 30 doubles et 10 triples. Les probabilités des chocs sur les protons et les neutrons sont différentes et, dans l'état actuel de nos connaissances, on peut fixer ainsi les limites

$$\frac{1}{4}\sigma_{np} \leq \sigma_{nn} = \sigma_{pp} \leq \sigma_{np}.$$

Les calculs ont été conduits dans ces différentes hypothèses en supposant une proportion de 50 pour 100 de forces d'échange. Le résultat est relativement peu sensible aux suppositions sur σ. Dans le cas le plus probable, $\sigma_{nn} \simeq \frac{1}{4}\sigma_{np}$, on obtiendrait pour 100 neutrons incidents, 44 protons émergents pour des noyaux lourds et 40 pour des noyaux légers. Les résultats relatifs aux noyaux lourds sont donc en accord avec cette théorie courante nucléon-nucléon, comme l'a déjà remarqué indépendamment Bernardini [1]. Par contre, les noyaux légers peuvent être exclus de ce genre d'interactions.

Nous pensons que les résultats peuvent s'expliquer par l'existence d'une structure instantanée dans les noyaux légers que l'un de nous [2] a postulé déjà dans le mécanisme d'absorption et d'émission des mésons nucléaires où des énergies du même ordre de grandeur interviennent. La majorité des interactions des nucléons avec des noyaux légers serait donc composée de chocs quasi élastiques (sans échange de charges) contre ces groupements relativement stables de nucléons (α ou plus, tritons, deutérons). Ces chocs peuvent être étudiés théoriquement par analogie avec certaines diffusions connues nucléon-α et nucléon-deutéron.

II. Du point de vue de la distribution angulaire des particules émergentes, la différence entre lourds et légers est également visible ,quoique beaucoup plus difficile à mettre quantitativement en évidence, en raison des grandeurs mesurées. Les résultats sont donc donnés uniquement par le spectre le plus monoénergétique, celui des protons.

Dans l'hypothèse nucléon-nucléon, on pourrait s'attendre à ce que la dispersion de la valeur de l'angle de diffusion soit sensiblement plus élevée dans les noyaux lourds que dans les noyaux légers où le nombre de chocs est moins grand. En fait, on obtient le contraire et les angles de diffusion moyens sont respectivement de 34 et 42° pour les lourds et les légers. Les pieds des distributions s'étendent de 0 à 90° pour les lourds et de 0 à 110° pour les légers (les valeurs expérimentales sont présentées). Dans notre schéma, cette valeur est quantitativement expliquée par le calcul des angles de diffusion nucléon-α plus élevée que les angles nucléon-nucléon. L'énergie appréciable que garde une certaine proportion de nucléons après des chocs où $\theta > \frac{D}{2}$ est inexplicable dans la théorie nucléon-nucléon, en tenant compte du mouvement ordinaire intérieur de Fermi. La distribution de ces grandes énergies est une conséquence naturelle de la sous-structure α.

Un certain nombre de résultats importants relevés dans la littérature peuvent également s'expliquer par l'idée de structure dans les noyaux légers.

a. Temmer [3] a trouvé que des protons éjectés à 90° du proton incident de 240 MeV par une cible de carbone ont une répartition énergétique anormalement élevée. Il explique ce résultat par l'existence de très grandes énergies d'agitation dans les noyaux s'élevant jusqu'à 200 MeV. L'existence d'une sous-structure explique ce phénomène sans faire intervenir de tels moments anormaux.

b. On trouve expérimentalement (Bristol, par exemple) dans les étoiles σ (provoquées par les mésons nucléaires) une proportion de ~ 5 pour 100 de particules énergiques de charge $|e|$ issues des noyaux légers, qui s'explique quantitativement par une interaction primaire du genre



Le neutron énergique (90 MeV) échange rarement sa charge dans ses collisions ultérieures contre les groupements du noyau. Les résultats sont différents pour les noyaux lourds. Le modèle nucléon-nucléon n'a pu jusqu'ici expliquer cette différence.

c. Les idées actuelles des interactions nucléaires de γ de 200 à 300 MeV (Walker, Levinger, Bethe, Heidmann [4] introduisent l'existence de photodésintégrations de deutérons et particules α dans les noyaux légers.

d. Avec des protons de 340 MeV, Knox [5] a trouvé que le rendement des neutrons était ~ 50 pour 100 plus élevé avec des cibles de Be^9 qu'avec du C^{12}. Le neutron isolé par rapport à Be^8 dans notre schéma peut aisément se détacher sous l'action des forces ordinaires. Le rendement par atome est trouvé ~ 6 fois plus élevé pour Ag que pour C^{12}, ce qui coïncide exactement avec nos résultats expérimentaux et reste inexplicable avec la théorie nucléon-nucléon dans les légers.

[1] Bernardini, Booth E. T. et Lindenbaum S. J. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 669.
[2] Cüer P. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 906.
[3] Temmer G. M. — *Phys. Rev.*, **83**, 1951, 1067.
[4] Walker, Levinger, Bethe et Heidmann. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 149 et 1951, **84**, 43.
[5] Knox. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 687.

SECTION SUD-EST.
(Groupe de Lyon).

SÉANCE DU 30 NOVEMBRE 1951.

M. le Professeur G. Dejardin préside.

Les trois Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Perspectographe stéréographique appliqué à la détermination de la réduction par les obstacles des durées d'insolation ;

par J. Riblet,
Attaché de Recherches du C. N. R. S.
(Observatoire de Lyon).

Le principe de l'appareil, exposé sous une forme plus générale, a fait l'objet d'une Communication à l'Académie des Sciences [1].

Nous conviendrons de désigner sous le nom de « perspective stéréographique » une projection stéréographique de la sphère locale sur laquelle une mise en perspective sphérique centrale de l'espace aurait été préalablement effectuée.

Il résulte de cette définition que la perspective stéréographique M″ d'un point M de l'espace sera obtenue en effectuant successivement les deux transformations géométriques suivantes :

1° Perspective sphérique centrale M′, sur la sphère locale ε, du point M de l'espace;

2° Projection stéréographique M″ du point M′ de la sphère ε (le plan π de projection étant supposé diamétral, dans le but de simplifier l'exposé)

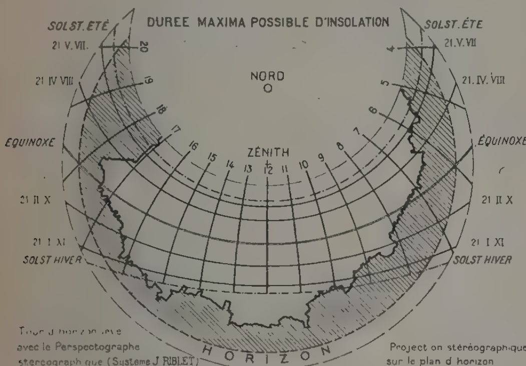


Fig. 1.

Principe de l'appareil. — Soient O le centre de la sphère, P le pôle de la projection stéréographique, P′ le point de la sphère ε diamétralement opposé, π' le plan tangent en P à la sphère. Il y a lieu de faire les deux remarques fondamentales suivantes :

1° La projection stéréographique M″ du point M (c'est-à-dire la perspective stéréographique de tout point M de l'espace situé sur la demi-droite OM′), a pour symétrique par rapport au milieu I de OP la trace m sur le plan π' de la bissectrice intérieure de l'angle M′OP′;

2° Si nous considérons un plan réfléchissant T contenant le point O, sa normale en ce point sera, pour toutes les positions du miroir, bissectrice intérieure de l'angle M′OP′ formé par le rayon réfléchi OP′ avec le rayon incident correspondant M′O.

Réalisation de l'appareil. — Me basant sur ces

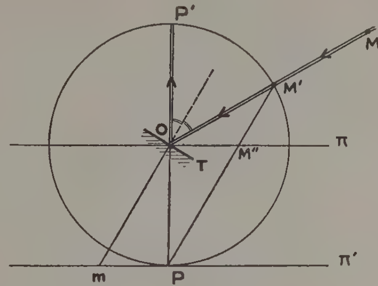


Fig. 2.

deux remarques, j'ai réalisé le perspectrographe stéréographique.

Le plan π' est constitué par la face supérieure d'une planchette topographique. La normale Om est matérialisée par une tige coulissante extensible munie à son extrémité m d'un dispositif traceur; elle pivote dans une articulation sphérique (ayant pour centre le point O) solidaire d'un bâti. Le miroir T est maintenu rigoureusement perpendiculaire à la tige Om. Un viseur fixé au bâti est muni d'un réticule matérialisant la direction OP′.

Mise en perspective stéréographique. — Il suffit de regarder dans le viseur et de déplacer le style, tel un crayon, de manière à faire défiler au centre du réticule les points successifs du contour à représenter.

Application. — Parmi les nombreuses applications, nous nous bornerons à mentionner :

1° Établissement de tables d'orientation planes horizontales;

2° Levers topographiques : l'appareil remplace avantageusement la règle à éclimètre; d'un seul pointé, il enregistre à la fois l'azimut et le site d'un point du terrain;

3° Détermination en un lieu donné de la réduction par le paysage des durées d'insolation. Ce problème est important, notamment en climatologie, biologie végétale, biologie médicale, géographie, urbanisme, etc.

Pour obtenir les heures du lever et du coucher apparent du Soleil en un lieu donné, on détermine les angles horaires des intersections du contour apparent du paysage avec les diverses trajectoires solaires au cours des saisons (toutes ces courbes ayant été portées sur un canevas dans un système de projection cartographique approprié.

Jusqu'ici le contour apparent du paysage avait été relevé :

— soit point par point, à la planchette et à l'alidade, ou au théodolite et reporté point par point, après calculs, sur le canevas [2];

— soit par enregistrement photographique à l'aide d'un appareil de champ supérieur à 180°, constitué

par un miroir sphérique placé devant une chambre photographique et centré sur l'axe de son objectif [3]. Le présent perspectographe stéréographique permet de lever directement le paysage en perspective stéréographique, avec rapidité et avec la plus grande finesse de détails. La projection étant stéréographique, le report des trajectoires apparentes du Soleil s'effectue avec le seul usage de la règle et du compas.

Les mêmes opérations peuvent être faites pour un astre quelconque.

[1] Riblet J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 803.

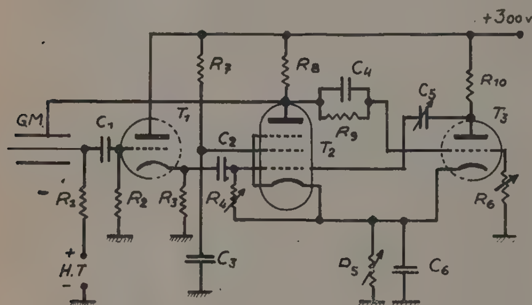
[2] Peuckert K. — *Der Bergschatten : Graphische Ermittelung*, Verh. 12, D. Geographentages Iena, 1897, p. 226-252.

[3] Pers R. — *Recherches sur les durées d'insolation. Thèse Sciences physiques*, Paris, 1937.

(*) 2. — Un circuit électronique de contrôle de la décharge pour les compteurs de Geiger-Müller non autocoupeurs ;

par R. Salin et A. Moussa
Institut de Physique Atomique, Lyon.

Le but d'un tel circuit est d'abaisser la tension aux bornes du compteur à une valeur inférieure au



$T_1 + T_3$; ECC 40 ou 6 J 6; T_2, 6 AU 6;

R_1, 2 MΩ; R_2, 10 MΩ; R_3, 2 500 Ω; R_4, 500 000 Ω; R_5, 5 000 Ω; R_6, 500 000 Ω; R_7, 50 000 Ω; R_8, 100 000 Ω; R_9, 500 000 Ω; R_{10}, 100 000 Ω;

C_1, 25 pF; C_2, 25 pF; C_3, 0,1 μF; C_4, 10 pF; C_5, 25-75 pF; C_6, 25 μF.

seuil, immédiatement après l'avalanche électronique et pendant le temps de balayage des ions positifs.

Depuis 1936, plusieurs circuits ont été conçus, d'abord ceux de Neher-Harper, puis Neher-Pickering utilisant un tube en parallèle sur le compteur.

L'utilisation d'un circuit univibrateur (multivibrateur asymétrique) est bien préférable, car les temps d'abaissement et de remontée de la tension sont très courts et le temps de blocage qui s'écoule entre les deux est bien défini. Un tel circuit a été décrit pour la première fois par Getting [1], mais le réglage en est assez critique, par suite de l'utilisation d'un multivibrateur à deux états quasistables.

Plus récemment, Maier Leibniz [2] a décrit un circuit basé sur un univibrateur et dont le réglage est plus facile mais qui manque de sensibilité, l'impulsion primaire engendrée sur le fil du compteur actionnant le circuit par la grille suppresseuse du premier tube. Le circuit décrit ci-après est d'un réglage facile, la sensibilité étant ajustée par variation de la résistance de cathode (R_5) et pouvant être amenée à une valeur de l'ordre du 1/10e de volt, le système gardant lui-même une parfaite stabilité. Les impulsions négatives du fil du compteur sont transmises à la grille du tube T_2 (normalement ouvert) par l'intermédiaire d'une triode T_1 fonctionnant en cathode follower. Le tube T_2 constituant avec T_3 un univibrateur se ferme alors, envoyant au cylindre du compteur une forte impulsion positive (250 V environ). Cet état dure pendant tout le temps que persiste l'impulsion négative renvoyée par l'anode de T_3 à la grille de T_2, temps qui est réglé par C_5 et R_4 et peut varier entre 50 et 300 μs. On le mesure au moyen d'un oscillographe avec marqueur de temps. L'emploi d'une double triode et d'une pentode miniatures permet de réaliser un ensemble très compact pouvant être logé au voisinage immédiat du compteur dans la protection de plomb entourant celui-ci.

Ce circuit permet de comparer le temps de blocage minimum assurant un fonctionnement satisfaisant au temps de balayage calculé des ions positifs et de vérifier ainsi le rôle de ces derniers dans l'entretien de la décharge. Les recherches à ce sujet sont actuellement en cours.

[1] Getting I. A. — *Phys. Rev.*, 1938, **53**, 103.

[2] Maier Leibniz. — *R. S. I.*, 1948, **19**, 500.

3. — Quelques procédés d'investigation relatifs aux cathodes thermioniques ; application aux cathodes à la thorine ;

par M. G. Mesnard.

1. Des mesures non thermioniques fournissent de précieux renseignements sur la structure des cathodes et leur évolution sous l'effet des traitements thermiques :

a. Les rayons X précisent l'état de cristallisation et, grâce à la très sensible méthode « en retour », permettent de déceler de très faibles variations de paramètre du réseau cristallin. Ainsi pour la thorine, des traitements de plus en plus poussés conduisent à une cristallisation progressive et à une diminution de paramètre (pouvant atteindre le millième) : des lacunes d'oxygène sont apparues dans le réseau qui contient un excès de thorium libre.

b. Le spectre d'émission subit des modifications importantes. En particulier, l'émissivité optique de la thorine dans le rouge, étudiée au micropyromètre, augmente avec les traitements (de 0,15 à 0,55 par exemple).

c. Le courant *I* traversant la cathode (à chauffage direct), sa résistance *R* et la puissance *W* qui lui est appliquée varient, pour une même température (au milieu du fil), avec les traitements. Si l'on porte la température de traitement en abscisse et ces grandeurs

en ordonnées, une diminution importante se produit dans la région des températures moyennes (1700-2 000° K), puis on observe une croissance progressive (une croissance se manifeste aussi dans la zone des basses températures pour les dépôts épais) : la première évolution est due à la cristallisation qui produit, en particulier, une diminution de l'émissivité totale, la deuxième à l'apparition progressive de thorium libre, qui l'augmente (la variation de R provient de la variation du refroidissement des bouts). Ces grandeurs permettent donc un repérage commode de l'état de la cathode; les variations sont de l'ordre de 30 pour 100 pour I, de 10 pour 100 pour R, de 75 pour 100 pour W.

2. *a.* L'émission thermionique i augmente considérablement sous l'effet de traitements à haute température (activation). Une corrélation étroite avec les variations des grandeurs précédentes se manifeste dès que les effets de la cristallisation sur celles-ci sont devenus négligeables : une augmentation de i correspond à une augmentation de ε (émissivité dans le rouge), de W, de R, de I. Ces grandeurs sont influencées corrélativement par diverses variables qu'il est important de séparer (nature du support, épaisseur de la couche de thorine sur le support, grosseur des grains, etc.).

b. Elles subissent, en outre, une évolution importante au cours du temps :

α. A chaque température correspond un état d'équilibre dynamique de la cathode résultant de la production, de la diffusion et de l'évaporation de thorium libre : les mesures qui suivent immédiatement un traitement correspondent à l'équilibre obtenu à la température de traitement, puis les grandeurs évoluent vers leurs valeurs pour l'état d'équilibre à la température actuelle. Si l'on considère ainsi pour la thorine les états d'équilibre aux diverses températures, on trouve que I, R, W et ε (pour une température donnée) diminuent légèrement jusqu'à 1900° K, puis augmentent considérablement (la réversibilité étant bonne à partir du moment où la cristallisation est achevée), tandis que i, d'abord assez stationnaire, augmente nettement à partir de 1800° K, dans le rapport de 1 à 10, A et φ (constantes de l'émission) diminuant jusque vers 2 100° K, puis augmentant; une certaine stabilisation pour i, A et φ est obtenue à partir de 2 500° K.

β. Le passage du courant thermionique produit d'importants effets d'activation dans le cas d'une cathode peu activée, explicables par un courant ionique transporté par les ions thorium. Un déclin réversible est obtenu au contraire, jusqu'à des températures d'autant plus élevées que la cathode a été mieux activée (il devient d'ailleurs aussi de moins en moins sensible). Enfin, lorsqu'on extrait des courants importants, une évolution résulte de la variation de température de la cathode, due à l'effet Joule et au froid produit par l'évaporation des électrons (un gradient de température apparaît à travers la thorine).

INFORMATIONS

L'Association française de cristallographie, 12, quai Henri-IV, à Paris (4e) communique :

Le prix d'abonnement annuel à la revue « *Acta crystallographic* » a été porté à £ 5, à partir de 1952. Toutefois, sur la recommandation de l'*Union Internationale de Cristallographie*, un tarif réduit de £ 3 sera accordé à tout abonnement souscrit à titre personnel par les membres des Sociétés Savantes qui, selon leurs statuts, peuvent être amenées à s'intéresser à la Cristallographie.

Ce tarif préférentiel est accordé seulement pour les abonnements personnels, à l'exclusion des laboratoires, bibliothèques, etc.

RÉUNION DE LA COMMISSION DE THERMODYNAMIQUE

DE L'UNION INTERNATIONALE DE PHYSIQUE ET DE LA SOCIÉTÉ DE CHIMIE PHYSIQUE.

La *Société de Chimie physique* consacrera sa réunion annuelle de 1952 à une discussion sur :

Les changements de phase.

Cette réunion est organisée en commun avec la *Commission de Thermodynamique de l'Union Internationale de Physique*. Elle aura lieu à *Paris du 3 au 7 juin* 1952 et portera plus spécialement sur les sujets suivants :

1. Discussion générale sur les principes. — 2. Condensation. — 3. Phénomènes critiques. — 4. Fusion. — 5. Théorie des phénomènes coopératifs dans les solides. — 6. Ferromagnétisme et points λ. — 7. Polymorphisme et transition de rotation. — 8. Solutions. — 9. Transitions dans les corps amorphes. — 10. Transitions dans les phases superficielles.

Chacune des dix séances prévues débutera par un exposé d'ensemble de 30-45 mn, suivi de communications de 10-15 mn et de discussions.

Les titres des communications présentées devront être connus avant le 31 *janvier* 1952 et les textes remis au plus tard le 1er *mars* 1952, afin de pouvoir être distribués d'avance aux participants.

Adresser la correspondance au Secrétaire général de la Société de Chimie physique, Professeur Emschwiller, École Supérieure de Physique et de Chimie, 10, rue Vauquelin, Paris (5e).

BILAN AU 31 OCTOBRE 1951.

ACTIF.

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés au Crédit Lyonnais			1 171 776
1° Placements du Fonds de réserve		814 776	
Situation au Bilan du 31 octobre 1950	815 387		
Excédent des remboursements sur les achats	611		
2° Placements des disponibilités (sans changement)		357 000	
Espèces			3 780 727
Crédit Lyonnais			1 714 244
1° Part affectée à des placements futurs du Fonds de réserve		33 178	
Situation au Bilan du 31 octobre 1950	32 567		
Cotisation des nouveaux Membres à vie	néant		
Excédent des remboursements de titres	+ 611		
2° Part disponible		1 681 066	
Chèques Postaux		1 973 712	
Chez Gauthier-Villars		12 839	
Petite caisse (M. Marandon)		60 568	
Petite caisse (Exposition)		19 364	
Éléments non comptabilisés :			
— 432 actions du *Journal de Physique*.			
— Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars (Mémoires sur la Physique en 5 Tomes; Données numériques par Dufet en 3 Tomes; livre du Cinquantenaire).			
— Cotisations à recouvrer : estimation	90 000		
— Créances sur exposants à recouvrer : estimation	300 000		
TOTAL DE L'ACTIF		4 952 503	4 952 503

PASSIF.

		Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve			847 954
Situation au Bilan du 31 octobre 1950		847 954	
Cotisation des nouveaux Membres à vie		néant	
Le total est représenté par { Titres	814 776		
Le total est représenté par { Espèces	33 178		
Provisions libres			3 406 338
Situation au Bilan du 31 octobre 1950		1 795 436	
Solde créditeur du compte des Ressources et des charges de l'exercice annexé au Bilan	— 78 082		
	+ 1 688 984	1 610 902	
Le total est représenté par { Titres	357 000		
Le total est représenté par { Espèces	3 049 338		
Journal de Physique			486 532
Situation au Bilan du 31 octobre 1950		1 047 323	
Versement fait le 30 mars 1951		— 1 047 323	
Rétrocession de la moitié des cotisations encaissées au cours de l'exercice		+ 486 532	
Rétrocession de la subvention du C.N.R.S. pour documentation bibliographique		néant	
Le total est représenté par des espèces			
Comité français de Physique			211 679
Situation au Bilan du 31 octobre 1950		151 179	
Subvention reçue pour { 1950		+ 25 000	
Subvention reçue pour { 1951		+ 25 000	
Subvention pour frais de mission		+ 323 000	
Dépenses pour frais de mission		— 312 500	
Le total est représenté par des espèces.			
TOTAL DU PASSIF égal à celui de l'ACTIF		4 952 503	4 952 503

Annexe au Bilan au 31 octobre 1951 Compte des Ressources et des Charges.

au cours de l'Exercice 1950-1951.

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées			973 064
au titre de l'exercice	822 029		
arriérées	142 685		
anticipées	8 350		
Rétrocession de la moitié des cotisations au *Journal de physique*		486 532	
Subvention C. N. R. S. pour documentation bibliographique			néant
Rétrocession de la totalité de cette subvention au *Journal de Physique*		néant	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Société proprement dite)			235 538
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Société proprement dite.		800 152	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Exposition)			4 000 123
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Exposition)		2 311 139	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance { Société	— 78 082		
Balance { Exposition	+ 1 688 984	1 610 902	
		5 208 725	5 208 725

Annexe au compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Société proprement dite).

Droits d'entrée des nouveaux Sociétaires		2 850
Cotisations de la Section d'Optique		9 500
Vente d'Ouvrages et numéros du *Journal de Physique*		néant
Vente d'Ouvrages par Gauthier-Villars		3 545
Intérêt des titres		60 643
Dons sans affectation particulière { M. Paine		1 000
Dons sans affectation particulière { Société Kodak		3 000
Subvention ministérielle (prix Holweck 1950)		20 000
Subvention ministérielle (prix Holweck 1951)		75 000
Subvention ministérielle pour l'Exposition britannique de la Sorbonne		60 000
TOTAL porté au compte des Ressources et des Charges		235 538

Détail des frais généraux de fonctionnement :

Loyer du siège social	1 832	
Service de la Bibliothèque	800	
Traitement des Agents et gratification 1950	250 152	
Contribution mobilière	1 480	
Sécurité sociale et impôts sur traitement	52 189	
Achat d'un classeur	14 382	
Frais de bureau 15 245, correspondance 19 980, banque 3 371 recouvrement des cotisations 12 955, étrennes et gratifications concierge 1 000, virement de banque 208, divers 2 050	54 809	
Frais de réunions de mai	7 000	
Convocations : Conseil 1 205, Assemblée 11 600, séances 78 032, bandes et étiquettes pour envois 7 500, projections 4 700, section d:Optique 11 118, adresses et étiquettes (impression) 18 000	132 155	
Envois d'Ouvrages à Professeur étranger	985	
Cotisations versées à l'Union des Associations scientifiques, au Comité de l'éclairage et du chauffage, au Conseil électrotechnique et au Comité français de l'Optique	21 500	
Sépulture Fresnel 1950	1 093	
Frais impression statuts et cartes sociétaires	32 260	
Frais impression Annuaire 1951	74 931	
A reporter	645 568	

Report	645 568
Prix de fondation Ancel	10 000
Gravure médailles prix Holweck et Ancel	1 360
Frais réception délégués (prix Holweck 1951)	107 224
Frais exposition britannique 1951	36 000
TOTAL porté au compte des Ressources et des Charges	800 152

Annexe au compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Exposition).

Recouvrements Exposition 1950	174 117
Recettes provenant des communications téléphoniques Exposition	7 882
Recouvrements frais électricité Exposition	247 050
Produit de la vente des Catalogues	183 050
Produit de la Publicité faite dans le catalogue	616 600
Produit de l'impression des pages techniques dans le catalogue	448 350
Produit de la location des emplacements à la Sorbonne	2 101 210
Recouvrements compositions pour publicité	78 720
Recouvrements Assurances	28 050
Recouvrements clichés pour pages techniques catalogue	96 200
Recouvrements confections clichés	7 080
Remboursements divers (dépliants)	11 814
	4 000 123

Détail des frais généraux de fonctionnement :

Traitement des Agents et Gratifications 1950	406 400
Sécurité sociale et impôt sur les traitements	116 025
Téléphone rue Cuvier	26 271
Frais de personnel pendant durée Exposition	61 042
Gratification personnel de service Sorbonne	23 365
Frais divers bureau Exposition	5 440
Frais installation électrique Sorbonne	239 058
Location salles Sorbonne	48 462
Frais d'Assurance	18 852
Sonorisation	47 500
Aménagements Exposition	165 600
Frais produits pharmaceutiques	1 216
Frais de papeterie	15 422
Impression de catalogues	884 994
Frais envois de catalogues	86 966
Déjeuner de l'Exposition (solde)	38 000
Remises pour vente Catalogues	5 250
Frais téléphone Exposition	29 765
Frais divers : pancartes 1 540, banderolle 20 600, cartonnage 2 214, dépliants 6 887, affiches 5 775, circulaires 24 887	61 883
Frais de correspondance	29 628
	2 311 139

STATISTIQUE au 31 octobre 1951.

Nombre de Sociétaires :

Seine et Seine-Oise	630
Départements et Colonies	305
Étranger	139
TOTAL	1074

Collectivités :

Seine et Seine-et-Oise	69
Départements	35
Étranger	14
Sociétaires décédés en 1950-1951	11 dont 6 Membres à vie
Démissionnaires	19 dont 1 collectivité
Rayés pour non paiement	3

Les Membres à vie sont ainsi répartis :

Seine et Seine-et-Oise	144 + 3 honoraires
Départements	59
Étranger	41 + 1 honoraire

Admissions :

Paris, Seine et Seine-et-Oise	41 dont 3 collectivités
Départements	16
Étranger	5

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 141171 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1951.

Présidence de M. P. FLEURY.

Aucune observation n'étant faite au sujet des Communications qui ont été présentées à la séance du 16 novembre 1951, le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. LE PRÉSIDENT informe la Société de l'élection, à l'Académie des Sciences, de M. Eugène DARMOIS, Professeur à la Sorbonne et ancien Président de la Société de Physique et lui adresse les félicitations de la Société.

M. LE PRÉSIDENT communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué.

En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BAYET (Michel, Alain, Jean), Docteur ès Sciences, Attaché de recherches au C. N. R. S., 32, rue Lacépède, Paris (5e), présenté par MM. Y. Rocard et P. Jacquinot.

COHEN (René), Docteur ès Sciences, Commissariat à l'Énergie atomique, 25, rue Béranger, Paris (3e), présenté par MM. Savel et Berthelot.

CURIE (Daniel), Docteur ès Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, 10, avenue de la République, Bourg-la-Reine (Seine), présenté par MM. Lucas et Jacquinot.

Mme DUBOIS (Geneviève), Docteur ès Sciences, Ingénieur de recherches à l'O.N.E.R.A., 17, rue de Trétaigne, Paris (18e), présentée par MM. Cabannes et Jacquinot.

MM. FAURE (Robert), Maître de conférences à l'École Supérieure des Sciences d'Hanoï, Palais Bella-Vista, square d'Ostende, Nice (Alpes-Maritimes), présenté par MM. L. de Broglie et P. Jacquinot.

GIACOMO (Pierre), Agrégé des Sciences physiques, Attaché de recherches au C. N. R. S., 6, rue de l'Essai, Paris (5e), présenté par MM. Y. Rocard et P. Jacquinot.

CRINBERG (Boris), Ingénieur, Docteur ès Sciences 71, rue du Cardinal-Lemoine, Paris (5e), présenté par MM. Rogozinski et A. Berthelot.

LABEYRIE (Jacques), Ingénieur, 20, rue d'Alembert, Paris (14e), présenté par MM. Rogozinski et A. Berthelot.

Mme MATHIS (Raymonde), Attachée de recherches au C.N.R.S., 42, rue Saint-Jacques, Paris (5e), présentés par MM. Barchewitz et Jacquinot.

MM. RENARD (Gérard, André), Docteur ès Sciences, Assistant au Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, 1, place Marcellin-Berthelot, Paris (5e), présenté par M. Berthelot et Mme Faraggi.

SURDIN (Maurice), Docteur ès Sciences, 13, rue Aubanel, Sceaux (Seine), présenté par MM. A. Berthelot et Rogozinski.

SUZOR (Francis), Chargé de recherches au C. N. R. S., Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, 50, avenue de la Motte-Picquet, Paris (15e), présenté par MM. P. Savel et Cl. Magnan.

WENT (Dr J. J.), 52, Juliana Laan, Arnhem (Hollande), présenté par M. M. Néel et L. Weil.

Les Communications suivantes ont été présentées

1. — La structure fine et hyperfine en spectroscopie hertzienne ;

par M. SOUTIF

(École Normale Supérieure).

Nouveaux développements de la méthode des jets moléculaires de Rabi. Résultats récents en spectroscopie centrimétrique et millimétrique. Raies multiples en résonance paramagnétique électronique. Structure complexe en résonance nucléaire. La résonance quadripolaire : travaux de Harvard et de l'École Normale Supérieure.

(Exposé général, à la lumière de récentes visites aux laboratoires américains.)

2. — Contribution à l'étude spectrale de l'oxyde azoteux et de l'oxyde azotique (1);

par Mme GRANIER-MAYENCE

(Laboratoire de Physique-Enseignement, Sorbonne).

On sait l'importance des oxydes de l'azote au point de vue photochimique et atmosphérique. Malgré

(1) Cette Communication est le résumé d'une Thèse qui paraîtra prochainement dans les *Annales de Physique*.

la simplicité relative des molécules NO et N_2O, aucune étude systématique des spectres continus de ces corps n'avait été faite jusqu'à présent. Nous donnerons ici quelques résultats obtenus au laboratoire sur les spectres d'absorption de NO et N_2O et nous indiquerons quelles conclusions théoriques on peut tirer de cette étude.

1. N_2O. — Il a été étudié dans la région de Schumann sur l'appareil de Romand [9] entre 2 150 et 1400 Å, à l'état gazeux et température ordinaire. On a obtenu quantitativement les bandes B et C de Duncan [3], dont les maxima sont respectivement situés à $\lambda = 1830$ Å et $\lambda = 1450$ Å.

Nous nous sommes principalement occupés de la bande B qui est continue et notre but a été d'essayer de déterminer la courbe d'énergie potentielle de l'état excité et le mode de dissociation de N_2O.

Les modes de dissociation de N_2O ont été très discutés; *voir* en particulier Sponer et Bonner [10]. Diverses considérations nous ont permis de dire que le mode de dissociation le plus probable en ce qui concerne la bande B est le suivant :


$$N_2O \rightarrow N_2(^1\Sigma) + O(^1D), \qquad \Delta E = 3.71 \text{ eV}.$$

Nous pensons que la bande continue est due à la vibration


$$\leftarrow N \leftarrow NO \rightarrow \quad \text{de fréquence } 1285 \text{ cm}^{-1};$$

c'est essentiellement une vibration N—O.

La molécule N_2O est triatomique, linéaire et non symétrique; sa représentation, normalement, doit se faire dans l'espace par des surfaces d'énergie potentielle. *Voir* Stearn et Eyring [11].

Nous avons essayé de déterminer le niveau excité correspondant à la bande B par une méthode très approximative : la vibration 1285 cm^{-1} étant essentiellement une vibration N—O, nous allons considérer la molécule comme diatomique et vibrant comme N—N → ← O. C'est une approximation grossière que les résultats obtenus ont rendue plausible.

On sait que l'absorption continue est produite par une transition qui a lieu à partir de l'état fondamental à un niveau quelconque de l'état excité situé au-dessus de l'énergie de dissociation. La formule fondamentale donnant le coefficient d'absorption moléculaire est la suivante :

$$\varepsilon_m = \frac{8\pi^3\nu}{3h} \mid D_{\alpha'' \rightarrow \alpha'} \mid^2,$$

$D_{\alpha'' \rightarrow \alpha'}$ étant la matrice de passage de l'un des états à l'autre. Diverses méthodes sont employées pour la détermination de D. On n'a utilisé que la méthode la plus simple, celle de la réflexion, qui peut être résumée par la formule suivante :

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = K\psi''^2,$$

ψ'' étant la fonction d'onde de l'état de base.

Il est nécessaire ,en plus ici, de tenir compte d'un effet de température. L'absorption dans l'ultraviolet moyen de N_2O varie en effet avec la température : *voir* Vodar [12]. Ceci est dû à une variation dans la distribution des molécules absorbantes sur les différents niveaux à l'état fondamental. Ce n'est pas la fréquence N -O qui est responsable de cet effet, car elle est trop élevée, mais certainement la vibration de déformation $\nu = 589$ cm^{-1}.

Nous avons dans la mesure du possible tenu compte de cet effet de température et calculé la courbe d'énergie potentielle de l'état excité. Puis, par réflexion, les coefficients d'absorption théoriques de N_2O. La comparaison avec les résultats expérimentaux montre que les approximations faites sont acceptables.

2. NO. — En ce qui concerne NO le problème le plus important est celui de sa polymérisation. En effet, l'oxyde azotique est polymérisé à l'état liquide et peut-être l'est-il partiellement à l'état gazeux. Le spectre continu de NO était jusqu'à présent très mal connu. Nous l'avons étudié dans les mêmes conditions que N_2O et les résultats obtenus sont les suivants :

Le spectre se compose des quatre systèmes de bandes de vibration déjà connus β, γ, δ, ε, mais que nous n'avons pas pu résoudre et de deux bandes d'allure continue dont les maxima sont situés à 1470 et 1820 Å.

Les bandes n'étant pas résolues, nous avons remarqué que la densité optique relative aux maxima d'absorption peut être à peu près représentée par la formule suivante à température constante :

$$d = K\sqrt{l}\sqrt{p}\sqrt{P},$$

où l est la longueur de la cuve, p, la pression partielle de NO et P, la pression totale en présence d'un gaz étranger transparent.

Ces résultats sont analogues à ceux observés dans l'infrarouge, en particulier par Elsasser [4] et dont Nielsen [8] a exposé la théorie. On a pu montrer que les calculs de Nielsen étaient applicables aux bandes de NO dans l'ultraviolet.

Quant aux bandes continues, elles sont en réalité totalement différentes. Pour la bande dont le maximum est à 1820 Å, le coefficient d'absorption varie comme pour les bandes de vibration. Cette bande ne peut cependant pas être seulement le lieu des pieds des bandes de vibration. En effet, Herzberg [5] a observé cette bande jusqu'à 2 600 Å avec une cuve de 30 M; nous avons constaté qu'au-dessus de 2 000 Å, la courbe est nettement différente de celle obtenue au-dessous de 2 000 A. Diverses considérations nous permettent de supposer que nous avons deux bandes : l'une prolongement de celle de Herzberg jusqu'à 2 000 Å est une bande continue; au-dessous de 2 000 Å, la bande est principalement le lieu des pieds des bandes de vibration.

L'origine de la bande continue est difficile à expliquer. Nous sommes cependant arrivés à penser que cette bande est due à la molécule polymérisée N_2O_2; les molécules N_2O_2 existeraient, en effet, en très faible quantité à l'état gazeux, ce qui expliquerait à la fois la faible intensité de cette bande et le léger effet de pression observé. Des mesures récentes faites en fonction de la température semblent renforcer cette hypothèse [2].

L'autre bande continue, maximum à 1470 Å est beaucoup plus intense que la précédente, mais son étude est peu précise, par suite de la présence des bandes de vibration très nombreuses et par le fait que la source utilisée donne un spectre de raies dans

cette région. Nous supposons que ce continu peut être dû à une transition entre l'état fondamental $^2\pi$ et un état excité $^2\pi$.

L'énergie de dissociation de NO est toujours sujet de discussion :



$$D(\mathrm{NO}) = 5{,}29\,\mathrm{eV} \quad \text{ou} \quad 6{,}49\,\mathrm{eV},$$

ce qui correspond à

$$D(\mathrm{N_2}) = 7{,}38 \quad \text{ou} \quad 9{,}76\,\mathrm{eV}.$$

Notons qu'à l'état fondamental



$$\mathrm{NO} \rightarrow \mathrm{N}(^4S) + \mathrm{O}(^3P)$$

et à l'état excité $^2\pi$

$$\mathrm{NO} \rightarrow \mathrm{N}(^4S) + \mathrm{O}(^1D).$$

On peut donc calculer D_0 pour l'état excité. Le calcul montre que seule la valeur 5,29 eV est compatible avec la valeur du maximum de la bande continue. Le maximum théorique calculé est 1500 Å.

3. NO *liquide*. — Cette étude est importante, car la structure du liquide n'est pas connue. Aucun spectre d'absorption n'avait été étudié jusqu'aux mesures de Vodar [12].

Le cryostat métallique qui sert à l'étude des liquides a été décrit par ailleurs [7].

En ce qui concerne le spectre Raman du liquide, étudié il y a quelques années, on observe deux raies Raman de fréquence 1862 et 259 cm^{-1}, la fréquence du gaz étant 1876 cm^{-1}.

La fréquence 1862 cm^{-1} correspond à celle du gaz, la légère variation étant due à l'influence des interactions moléculaires entre molécules voisines. La raie de basse fréquence ne peut être due à la même cause. On pense que cette raie est due à une polymérisation à l'état liquide en ONNO. Signalons que récemment Johnston [6] a retrouvé ces deux raies accompagnées d'autres, ce qui lui a permis d'examiner les différentes structures possibles et d'arriver à cette même conclusion.

Ce même effet de polymérisation a été observé sur le spectre d'absorption de NO liquide. On obtient une absorption continue intense qui s'étend jusqu'aux limites des mesures (3600 Å à 2 μ) avec un minimum à 4600 Å. Nous pensons que cette absorption est due à N_2O_2. Elle ne peut pas être due à NO, car l'énergie de dissociation est trop élevée. Il faut admettre la possibilité de nouveaux niveaux dont l'énergie de dissociation serait très inférieure à 5,29 eV et qui pourraient appartenir, soit à la molécule NO, soit à la molécule N_2O_2; il est possible qu'un électron de la liaison N—N soit assez perturbé pour donner un niveau très différent de ceux de la molécule isolée.

Notons l'intérêt atmosphérique des oxydes de l'azote : on a déjà mis en évidence N_2O [1]. La formation de NO est possible dans la région de l'atmosphère où les deux atomes N et O sont en présence. Le fait que l'on n'ait pas mis NO en évidence pourrait être dû à ce que des absorptions beaucoup plus intenses se produisent aux longueurs d'onde où NO donnerait lieu à une absorption. Le calcul des coefficients d'absorption de NO dans la région de Schumann pourrait indiquer la concentration maximum de NO lorsqu'on connaîtra la transparence de la haute atmosphère dans la région de Schumann.

[1] Adel A. — *Science U. S. A.*, 1946, **103**, 280.
[2] D'Or L., De Lattre A. et Tarte P. — *J. Chem. Phys.*, 1951, **19**, 1064.
[3] Duncan A. B. F. — *J. Chem. Phys.*, 1936, **4**, 638.
[4] Elsasser W. M. — *Phys. Rev.*, 1938, **53**, 768.
[5] Herzberg G. et Berstein H. J. — *J. Chem. Phys.*, 1947, **15**, 77.
[6] Lee Smith A., Keller W. E. et Johnston H. L. — *J. Chem. Phys.*, 1951, **19**, 189.
[7] Mayence J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 744.
[8] Nielsen J. R., Thorton V. et Dale E. B. — *Rev. Mod. Physics*, 1944, **16**, 307.
[9] Romand J. — *Ann. Phys.*, 1949, **4**, 529.
[10] Sponer H. et Bonner L. G. — *J. Chem. Phys.*, 1940, **8**, 33.
[11] Stearn A. E. et Eyring H. — *J. Chem. Phys.*, 1935, **3**, 778.
[12] Vodar B. — *Thèse*, Paris, 1944.

CONFÉRENCES ORGANISÉES PAR LA FACULTÉ DES SCIENCES ET LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

M. H. Frölich, Membre de la Royal Society, Professeur à l'Université de Liverpool, a fait les 14 et 18 décembre 1951, deux conférences sur les sujets suivants :

1. *Développements récents de la théorie de l'état supra-conducteur;*

2. *La supra-conductivité et les interactions entre les électrons et les vibrations du réseau.*

SECTION SUD-OUEST.

SÉANCE DU 22 NOVEMBRE 1951.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Contribution des rayons X à l'étude de la cellulose;

par R. Gay et J. Clastre.

Dans un rapide exposé, les auteurs montrent les critiques que l'on peut apporter aux résultats sur la structure de la cellulose, qui semblent cependant acquis d'après les travaux antérieurs, particulièrement ceux de Meyer et de Mark; ils insistent sur les difficultés d'interprétation des diagrammes des fibres de cellulose type (cellulose de ramie). Ces difficultés sont dues :

1° A l'élargissement des taches en rapport avec la

petitesse des cristallites (dimension transversale, 60 Å);

2° A la forme arquée de ces taches en rapport avec la dispersion angulaire des axes longitudinaux des cristallites autour de l'axe de la fibre (les résultats d'une étude préliminaire montrent que cette dispersion est d'environ 15° et non pas 30° comme on l'admet).

Par suite de cet effet, les taches arquées d'une strate du diagramme se superposant en partie à celles des strates voisines, rendant impossible, sauf pour quelques taches, une estimation de l'intensité qui revient à chacune d'elles. Il paraît avantageux de faire diffracter, non plus des faisceaux de fibres (2/10e de millimètre), ni même une fibre unique (30 μ), mais des parties de fibres : on espère ainsi trouver des domaines où la dispersion angulaire des cristallites sera moindre et donnera lieu à des clichés de diffraction dont les taches seront mieux individualisées.

Les auteurs présentent une microchambre construite à cet effet : on utilise actuellement un pinceau de rayons X de 20 μ de diamètre, mais on peut espérer arriver à utiliser des pinceaux de l'ordre du micron.

2. — Résultats de l'étude du phénomène de l' « ombre de la Terre » application au dosage et à la détermination de la répartition verticale de l'ozone atmosphérique;

par J. Dubois.

Le phénomène de l'Ombre de la Terre ou Arche anticrépusculaire est tout d'abord présenté, puis l'auteur rappelle les résultats obtenus d'après l'étude spectrophotométrique du phénomène [1] :

1° Étude de la brillance du ciel en fonction de la longueur d'onde λ pour une dépression solaire ε donnée et diverses valeurs de la hauteur α au-dessus de l'horizon du point observé;

2° Étude de la brillance du ciel en fonction de α, pour un certain nombre de valeurs de λ et pour des dépressions solaires données.

Dans le premier cas, on montre que l'absorption sélective est maxima dans l'Arche anticrépusculaire, un peu au-dessous de la limite Arche-Ciel et que cette absorption doit surtout être attribuée à l'ozone atmosphérique.

Dans la deuxième étude, on établit que la démarcation Arche-Ciel est due, dans l'intervalle spectral où l'ozone absorbe sélectivement (bande de Chappuis), à une variation très rapide de la brillance du ciel en fonction de α (saut de brillance).

Les précédentes études ont été poursuivies dans le proche infrarouge (jusqu'à 8 600 Å), pour montrer que si l'ozone n'absorbe plus, le saut de brillance disparaît et le phénomène de l'Arche anticrépusculaire lui-même. On confirme ainsi les résultats obtenus par le R. P. Combier à la suite de ses essais photographiques de l'Ombre de la Terre.

Les spectres infrarouges ont permis de s'assurer en outre, que la vapeur d'eau, si elle augmente légèrement l'amplitude du saut de brillance, ne peut en aucun cas produire un phénomène analogue à l'Ombre de la Terre.

Du point de vue théorique, en considérant une certaine répartition type d'ozone et en supposant ce gaz dilué dans une atmosphère standard, on peut calculer les valeurs de la brillance du ciel en fonction de α (les valeurs de α variant de quelques dixièmes de degrés) et ceci pour diverses valeurs de ε. Les conditions du calcul sont ainsi identiques à celles de l'observation.

On a ainsi confirmé l'existence du saut de brillance, ainsi que tous les autres résultats obtenus par l'observation.

Le présent travail sur l'Ombre de la Terre a été complété par l'étude de la montée de l'Arche (établissement de courbes de montée, donnant la variation de α en fonction de ε) et de l'évolution de ce spectaculaire phénomène.

Compte tenu des résultats des calculs théoriques, on a déterminé comment ce phénomène était localisé dans l'espace et retrouvé théoriquement des courbes de montée concordant avec celles fournies par les mesures de hauteur.

De plus, on a déduit de ces recherches l'altitude du « plafond de l'ozone » ou altitude au delà de laquelle la concentration en ozone peut être considérée comme négligeable.

Il n'est donc pas possible d'expliquer l'Ombre de la Terre si l'on ne fait pas intervenir l'ozone atmosphérique et l'on peut ajouter que ce phénomène est susceptible de pouvoir être utilisé comme moyen d'étude de l'ozone.

Dans cet ordre d'idées, l'auteur expose comment, à partir des observations spectrophotométriques de l'Arche et connaissant, en fonction de α, la variation d'épaisseur effective d'ozone pour une dépression donnée, on pouvait déterminer la répartition verticale de l'ozone atmosphérique.

Cette étude, qui avait été seulement esquissée antérieurement, a été reprise dans son ensemble et poursuivie selon une méthode propre.

On dispose de 120 séances d'observations, dont certaines sont suivies et bi-quotidiennes, pour connaître, en fonction du temps, la variation de la répartition verticale de l'ozone. On a fait un rapprochement avec la situation météorologique. Les observations ont été faites, soit à l'observatoire du Pic du Midi, soit à Bordeaux.

On a ainsi obtenu des répartitions à un seul maximum (54 pour 100 des cas) et à deux maxima (46 pour 100 des cas). Le maximum unique se situe entre 20 et 26 km, exceptionnellement entre 26 et 28 km. Lorsqu'il y a deux maxima, le premier est assez bas, vers 18-19 km, le second au delà de 20 km et à une distance variable du premier, en général comprise entre 5 et 10 km; ce n'est qu'exceptionnellement qu'on observe des écarts supérieurs. Le premier des deux maxima paraît être lié à l'invasion d'air polaire.

A la suite de la présente étude sur la répartition, on a déduit une méthode de dosage global, rapide et ne nécessitant que quelques courbes d'étalonnage suivant les conditions d'observation.

Ces données relatives à l'ozone atmosphérique

paraissent en assez bon accord avec celles obtenues lors de vols de fusées V_2, dont nous avons pu avoir connaissance.

La présente communication a été accompagnée de la projection de nombreux clichés.

[1] Pour plus amples détails, *cf.* J. Dubois. — Contribution à l'étude de l'Ombre de la Terre. *Ann. Géophys.*, 1951, **7**, ou *Thèse*, Paris, 1950.

SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1951.

Deux Communications ont été présentées :

1. — Sur l'anisotropie optique des molécules à l'état gazeux, liquide et en solution ;

par MM. A. Rousset et R. Lochet.

Cette Communication fera l'objet d'un Mémoire qui paraîtra prochainement au « Journal de Physique ».

(*) 2. — Étude de l'anisotropie optique à partir des mesures de dépolarisation de la lumière diffusée

(précision de la méthode, présentation de l'appareil);

par M. Robert Lochet.

I. Mesure du facteur de dépolarisation. — Dans la méthode de Cornu, la lumière diffusée traverse un prisme biréfringent dont les arêtes sont parallèles au faisceau primaire. Les deux images du faisceau diffusé polarisées à angle droit (l'une normale au plan de diffusion, d'intensité I; l'autre parallèle au faisceau incident, d'intensité i), sont reçues sur une plaque photographique. Un nicol mobile placé à l'arrière du biréfringent affaiblit inégalement les deux images. On cherche l'angle α que doit faire la section principale du nicol avec la vibration i pour que les deux images photographiques aient la même densité; lorsque

$$I \sin^2\alpha = i \cos^2\alpha, \qquad \rho = \frac{i}{I} = \operatorname{tg}^2\alpha.$$

II. Précision de la méthode. — On négligera l'erreur de lecture sur l'angle α. Soit k l'erreur relative dans la mesure des éclairements des plages photographiques (irrégularité de la couche sensible, non linéarité du densitomètre, etc.).

$$\frac{|\Delta(i\cos^2\alpha)|}{i\cos^2\alpha} = \frac{|\Delta(I\sin^2\alpha)|}{I\sin^2\alpha} = k, \qquad (1)$$

il en résulte pour l'erreur relative sur ρ

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{|di|}{i} + \frac{|dI|}{I} = \frac{|\Delta(i\cos^2\alpha)|}{i\cos^2\alpha} + \frac{|\Delta(I\sin^2\alpha)|}{I\sin^2\alpha} = 2k.$$

On admet en général

$$k = \frac{1}{50}, \quad \text{d'où} \quad \frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{25} = 4 \text{ pour } 100$$

et pour les valeurs de $d\rho$ quand ρ varie

ρ	0,05	0,5	0,86
$d\rho$	0,002	0,02	0,03

III. Application a la mesure de l'anisotropie optique δ^2 (pour les formules et les notations, *voir* [1]).

a. Cas des gaz. — δ^2 est liée au facteur de dépolarisation ρ par la relation

$$\delta^2 = \frac{5\rho}{6-7\rho},$$

d'où l'on tire

$$\frac{\Delta\delta^2}{\delta^2} = \frac{6}{6-7\rho}\frac{d\rho}{\rho};$$

pour les gaz ρ est toujours faible ($\leq 0,10$), il s'ensuit

$$\frac{\Delta\delta^2}{\delta^2} = \frac{d\rho}{\rho}.$$

Pour le chlore, par exemple,

$$\rho = 0,04 \qquad \delta^2 = (36 \pm 1,5).10^{-3}.$$

b. Cas des liquides. — Avec les liquides,

$$\delta^2 = \frac{5\gamma\rho}{6-7\rho}.$$

En négligeant l'erreur relative sur la compressibilité isotherme, donc sur γ, il vient comme pour les gaz

$$\frac{\Delta\delta^2}{\delta^2} = \frac{6}{6-7\rho}\frac{d\rho}{\rho}.$$

Applications. — 1° ρ petit (tétrachlorure de carbone)

$$\rho = 0,06, \qquad \frac{\Delta\delta^2}{\delta^2} = \frac{d\rho}{\rho} = \frac{4}{100}, \qquad \delta^2 = (1,6 \pm 0,06).10^{-3};$$

2° ρ moyen (benzène)

$$\rho = 0,42, \qquad \frac{\Delta\delta^2}{\delta^2} = \frac{2\,d\rho}{\rho} = \frac{8}{100}, \qquad \delta^2 = (18 \pm 1,44).10^{-3};$$

3° ρ grand (nitrobenzène)

$$\rho = 0,73, \qquad \frac{\Delta\delta^2}{\delta^2} = \frac{4\,d\rho}{\rho} = \frac{16}{100}, \qquad \delta^2 = (62,8 \pm 10).10^{-3}.$$

Donc, quand ρ est grand, la détermination de δ^2 à partir de la seule mesure de ρ (en supposant connue la compressibilité isotherme) manque de précision.

c. Solutions dans un solvant isotrope. — On ne peut éviter la mesure de la constante de lord Rayleigh, mais on peut, soit mesurer les accroissements N et P des intensités diffusées en lumière naturelle et polarisée quand on passe du solvant à la solution, soit mesurer l'un d'eux, N par exemple, et le facteur de dépolarisation; on en déduit :

Dans le 1er cas,

$$\delta^2 = K(2N - P);$$

Dans le 2e cas,

$$\delta^2 = K \frac{2N\rho}{1+\rho}.$$

On en tire pour les limites des erreurs $\Delta_1 \delta^2$ (1er cas) et $\Delta_2 \delta^2$ (2e cas) :

$$\Delta_1 \delta^2 = 3 K \Delta N$$

(en supposant égales les limites des erreurs absolues sur les mesures de N et de P)

$$\Delta_2 \delta^2 = \frac{\Delta\rho}{\rho(\rho+1)} \delta^2 + \frac{2\rho}{\rho+1} K \Delta N,$$

$\Delta_1 \delta^2$ est évidemment indépendant de ρ;
$\Delta_2 \delta^2$ qui dépend de ρ, peut s'écrire, si ρ est petit,

$$\Delta_2 \delta^2 = \delta^2 \frac{\Delta\rho}{\rho} + 2\rho K \Delta N;$$

si ρ est grand, voisin de 1, par exemple,

$$\Delta_2 \delta^2 = \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho} \delta^2 + K \Delta N = \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho} \delta^2 + \frac{1}{3} \Delta_1 \delta^2.$$

Application au mélange tétrachlorure de carbone-nitrobenzène. — 1° Concentration relativement faible du nitrobenzène dans le tétrachlorure de carbone

$$\delta^2 = 40.10^{-3}, \quad c = 0{,}24, \quad \rho = 0{,}24,$$
$$N = 6{,}89.10^{-6}, \quad P = 8{,}24.10^{-6}, \quad K = 7{,}24.10^3,$$
$$\Delta N = \frac{1}{50}(N + N_0) = 0{,}3.10^{-6}.$$

1er *cas* (mesure de N et P) :

$$\Delta_1 \delta^2 = 6.10^{-3} \quad \text{et} \quad \delta^2 = (40 \pm 6).10^{-3};$$

2e *cas* (mesure de N et ρ) :

$$\Delta_2 \delta^2 = 5{,}6.10^{-3} \quad \text{et} \quad \delta^2 = (40 \pm 5{,}6).10^{-3}.$$

2° Nitrobenzène pur :

$$\delta^2 = 62.10^{-3}, \quad c = 1{,}20, \quad \rho = 0{,}73,$$
$$P = 40{,}65.10^{-6}, \quad N = 43{,}13.10^{-6},$$
$$K = 1{,}38.10^3, \quad \Delta N = \frac{1}{50}(N + N_0) = 1.10^{-6}.$$

1er *cas* (mesure de N et P) :

$$\Delta_1 \delta^2 = 4.10^{-3} \quad \text{et} \quad \delta^2 = (62 \pm 4).10^{-3};$$

2e *cas* (mesure de N et ρ) :

$$\Delta_2 \delta^2 = 2{,}6.10^{-3} \quad \text{et} \quad \delta^2 = (62 \pm 2{,}6).10^{-3}.$$

On voit donc que lorsque ρ est grand, c'est-à-dire pour les liquides purs très anisotropes ou leurs solutions concentrées, la mesure de N et ρ conduit à une précision supérieure à la seule mesure de ρ (ici 5 pour 100 au lieu de 16 pour 100).

IV. Réalisation de l'appareil de mesure. — *Conditions d'une mesure correcte de* ρ. — Dans la réalisation du montage, il faut veiller à ce que les quatre conditions suivantes soient remplies [2] :

1° Absence d'altération de l'état de polarisation du faisceau diffusé, par réflexion ou transmission;

2° Absence de lumière parasite qui proviendrait d'un fond imparfaitement noir;

3° Réglage précis de l'angle droit des directions des faisceaux incidents et diffusés, du parallélisme des arêtes du biréfringent et de la direction du faisceau incident;

4° Même fond noir sous les deux images du faisceau diffusé.

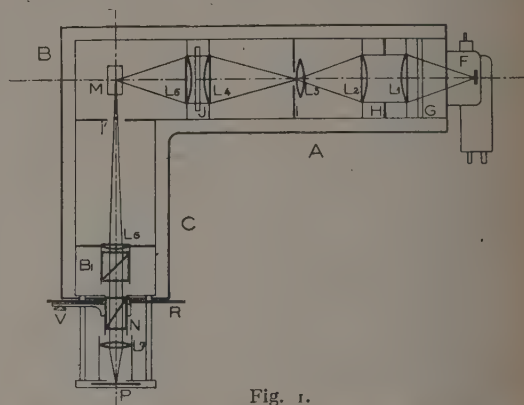


Fig. 1.



Pl. I.

Dans l'appareil présenté ici (*fig.* 1 et *Pl.* I) et qui est destiné aux mesures sur les liquides et les solutions, on s'est efforcé de réaliser ces conditions. La face de sortie du tube diffusant est en pyrex recuit taillé optiquement. Un fond parfaitement noir est obtenu si la face plane à l'arrière du tube est convenablement noircie et inclinée à 45° sur le faisceau diffusé. Grâce à la faible biréfringence du wollaston en quartz, les deux images I et i sont juxtaposées sur le même fond noir.

Les conditions géométriques une fois réalisées, sont conservées grâce à la rigidité du montage; l'axe optique étant très proche du socle rigide.

Sur un socle nervuré en forme de L constitué par deux fers à U soudés à angle droit reposent deux blocs A et C. Le système optique A sert à la projection dans

le liquide d'une source de grand éclat. Le système optique C permet d'obtenir sur la plaque photographique les images *I* et *i* de la diffusion dans le tube B. Les ensembles A et C sont montés chacun sur une semelle d'aluminium fondu : on peut ainsi lors du montage déplacer l'un ou l'autre bloc sans nuire au réglage préalable de ses éléments.

La source lumineuse F est une lampe à vapeur de mercure (HP 500 ou SP 500). Elle est filtrée par un verre anticalorique, puis projetée sur la fente intermédiaire *I* par le condenseur L_1L_2 dont l'ouverture est réglable (diaphragme H). La lumière qui a traversé I est rabattue sur un second condenseur L_4L_5 par la lentille de champ L_3 et vient converger dans le tube M où elle forme une image en vraie grandeur de la fente I.

La lumière diffusée vient, après traversée d'un large diaphragme *I'* éclairer la lentille L_6 dont le foyer est en M. Le faisceau parallèle qui en sort traverse un biréfringent B_l, puis un nicol à champ normal N qu'on peut orienter autour du faisceau diffusé au moyen d'un bras V, mobile sur un cercle divisé R. L'objectif L_7 donne sur la plage photographique P deux images, correspondant l'une à la vibration horizontale *i*, l'autre à la verticale I. A l'exception de la lentille de champ L_3, toutes les lentilles sont du même type : plan convexe, de diamètre 50 mm et 10 cm de distance focale; les surfaces sont traitées. Elles travaillent au minimum d'aberration sphérique et l'on peut placer entre les deux lentilles de chaque condenseur, où l'on obtient un faisceau de lumière parallèle, des filtres optiques d'épaisseur quelconque ou éventuelllement un polariseur, et cela sans modifier les réglages.

[1] Kéramsi Mme, Lochet R. et Rousset A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 379.
[2] Cabannes J. — La diffusion moléculaire de la lumière, Coll. Conférences-Rapports, Paris, 1929.

SECTION SUD-EST.

RÉUNION COMMUNE DES GROUPES DE LYON ET CLERMONT-FERRAND DU 21 DÉCEMBRE 1951.

Les quatre Communications suivantes ont été présentées :

1. — Les lampes germicides;

par Georges Déjardin.

L'action stérilisante des radiations ultraviolettes est pratiquement localisée dans la région des longueurs d'onde inférieures à 3 200 Å, avec un maximum d'efficacité vers 2 600 Å. Parmi les sources usuelles, les lampes à mercure à basse pression, fonctionnant à température peu élevée (40 à 50° C), émettent un rayonnement particulièrement actif, compte tenu de la puissance qu'elles consomment. En effet, cette puissance est, dans une forte proportion (20 à 35 pour 100), restituée sous forme de rayonnement de longueur d'onde 2 537 Å, au voisinage immédiat du maximum de la courbe spectrale d'efficacité stérilisante. Les lampes germicides de ce type, fabriquées industriellement (surtout aux États-Unis), sont analogues aux lampes d'éclairage à fluorescence, mais ne comportent aucun dépôt luminescent sur la paroi interne de l'enveloppe tubulaire. Celle-ci doit être formée d'un verre suffisamment transparent pour la radiation 2 537 Å et ne transmettant sensiblement la radiation 1 849 Å du mercure que si la production d'une faible quantité d'ozone dans l'air environnant est utile. Parmi les verres spéciaux employés aux États-Unis, ceux du type « Vycor » très riches en silice (96 pour 100), donnent les meilleurs résultats (solarisation très faible, stabilité en présence de la vapeur de mercure traversée par la décharge, élimination complète de 1849 Å ou, s'il y a lieu, transmission convenable de cette radiation).

(*) 2. — Contribution à l'étude des propriétés optiques de la chaux activée au plomb et au plomb-manganèse;

par Joseph Janin et Albert Crozet (Lyon).

L'oxyde de calcium contenant des traces de plomb ou de plomb et de manganèse présente une phosphorescence intense après excitation par la radiation $\lambda = 2\,537$ Å.

Le spectre d'émission comprend une bande ultraviolette, qui fut observée par Schellenberg [1] et dont les limites sont 3 450-3 950 Å. La bande s'étend vers les grandes longueurs d'onde quand la teneur en manganèse diminue; sa limite supérieure atteint 4060 Å pour le « phosphore » au plomb seul et son maximum est en même temps déplacé vers le violet. Il apparaît de plus une bande orangée 5 700-6 000 Å, que l'on peut attribuer au manganèse. Cette bande s'affaiblit beaucoup et son maximum est légèrement décalé vers le rouge quand la concentration en manganèse décroît au delà de 10^{-4}. Enfin, pour CaO—Pb, on observe une bande rouge, de longueur d'onde voisine de 6 300 Å, qui est très vraisemblablement due au plomb (1).

La phosphorescence de ces divers corps est fortement stimulée par l'infrarouge. Le spectre de stimulation est formé de deux bandes, l'une présentant un maximum vers 1,3 μ, l'autre s'étendant dans le visible [2]. Les spectres de luminescence stimulée et de phosphorescence sont identiques.

Le spectre d'excitation de la phosphorescence est réalisé en projetant sur une plaque recouverte d'une couche mince de la substance étudiée le spectre continu d'un tube à hydrogène. L'excitation une fois terminée, on applique l'écran recouvert de poudre luminescente

(1) Cette bande a déjà été observée en fluorescence (Ewles, *Proc. Roy. Soc.*, 1930, **129** A, 509-519; Fonda et Frœlich, *Solid Luminesc. Materials*, J. Wiley, 1948, 385-396)

contre une plaque photographique. On utilise des plaques panchromatiques, avec interposition d'un filtre convenable pour obtenir le spectre d'excitation de la bande orangée et des plaques ordinaires pour celui de la bande ultraviolette.

Les deux spectres sont pratiquement identiques. Ils comprennent :

1° Une bande de longueur d'onde $\lambda = 2\,700$ Å présentant une arête nette, dont l'intensité dépend peu des activateurs;

2° Une bande intense $\lambda = 2\,600$ Å accompagnée d'une bande plus faible $= 2\,530$ Å;

3° Une bande $\lambda = 2\,440$ Å, qui apparaît seulement pour les « phosphores » contenant très peu de manganèse et devient intense dans le cas de CaO—Pb. Elle est donc vraisemblablement due aux centres plomb;

4° Une bande très large dont le maximum se trouve situé vers 2 200 Å; un deuxième maximum beaucoup plus faible est visible à $\lambda = 1950$ Å.

Afin d'obtenir le spectre d'absorption de la substance, on projette sur celle-ci le rayonnement d'un tube à hydrogène et l'on enregistre le spectre de la lumière diffusée, que l'on compare à celui d'un diffuseur, tel que la magnésie, ne présentant pas de bande d'absorption dans ce domaine.

Le spectre d'absorption est tout à fait analogue au spectre d'excitation de phosphorescence; il n'a cependant pas été possible de mettre en évidence la dernière bande $\lambda = 1950$ A, car l'intensité diffusée est trop faible au-dessous de 2100 A. Il apparaît, en outre, deux bandes supplémentaires, l'une très intense, $\lambda = 3\,500$ Å, que l'on retrouve dans le spectre d'excitation du rayonnement de fluorescence et une deuxième plus faible, $\lambda \doteq 2\,850$ Å, dont l'origine n'a pas encore été établie de façon certaine.

Studer et Fonda [3] ont publié des enregistrements de spectres d'excitation et de réflexion de CaO—Pb, sur lesquels n'apparaît aucune corrélation entre les deux spectres. Toutefois, le spectre d'absorption présente, comme les nôtres, des bandes vers 2 700 et 2 600 Å, ainsi qu'une chute importante de l'intensité réfléchie à 2 200 Å.

Bien qu'il ne soit pas encore possible de donner une interprétation complète de ces divers résultats, il semble que l'on puisse admettre que dans les corps du type CaO—Pb—Mn le plomb, sous forme d'ions Pb^{++}, joue le rôle de sensibilisateur, comme dans les silicates de calcium [4], [5]. Il intervient, en revanche, comme activateur lorsque la teneur en manganèse est très faible. Cette hypothèse permettrait d'interpréter l'analogie des spectres d'excitation des bandes orangée et ultraviolette.

Cette dernière bande a été attribuée par Schellenberg au constituant de base. Nos résultats paraissent confirmer ce point de vue, mais ils montrent, de plus, que cette bande est fortement sensibilisée par le plomb.

Enfin, l'identité des divers spectres de stimulation semble également indiquer que les centres absorbant l'infrarouge sont liés au réseau de base.

[1] Schellenberg. — *Ann. Physik*, 1931, **11**, 94-102.
[2] Janin J., Crozet A. et Clerc P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 934-936.
[3] Studer et Fonda. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 655-660.
[4] Butler. — *J. Electroch. Soc.*, 1949, **95**, 267-281.
[5] Schulmen, Gurther et Klick. — *J. Electroch. Soc.*, 1950, **97**, 123-132.

(*) 3. — Sur une transformation des cristaux de chlorure mercurique;

par Jean Jaffray
(Clermont-Ferrand).

Quand un solide cristallin est le siège d'une transformation à une certaine température, on observe généralement un accident sur la courbe de solubilité de ce corps, à la même température. Dans le cas d'une transformation *polymorphique*, l'effet est souvent très net; par exemple, la courbe de solubilité dans l'eau du nitrate d'ammonium a un coude à 32° C (température d'équilibre de la forme II, orthorhombique et de la forme III, également orthorhombique) et à 84° C (température d'équilibre de la forme III et de la forme IV, uniaxe positive). Un autre exemple est fourni par les solutions d'iodure mercurique dans le nitrobenzène : à 128° C, la variété quadratique est en équilibre avec la variété orthorhombique et la courbe de solubilité montre un point anguleux.

On connaît deux exemples où un point de *transition du second ordre* s'accompagne d'une anomalie de solubilité : celui du sulfate de cuivre pentahydraté dans l'eau vers 53° C [1], celui du nitrate de sodium dans l'eau sous pression, à 275° C [2].

Or, la courbe de solubilité dans l'eau du chlorure mercurique montre un coude très net à une température voisine de 130° C [3]. De cette constatation, certains auteurs ont conclu à la possibilité d'une transformation du sel solide à cette température. Si cette transformation existe, il peut s'agir soit d'une transformation polymorphique, soit d'une transition d'ordre supérieur.

Pour rechercher l'existence et, éventuellement, la nature de cette transformation, nous avons d'abord fait l'analyse thermique différentielle du sel, opération qui met en évidence, non seulement les chaleurs latentes, mais aussi les anomalies de chaleur spécifique [4]. Or, entre 90 et 160° C, on n'a observé *aucune anomalie* sur la courbe $\Delta\theta = f(\theta)$, que l'on emploie le bloc de cuivre à un trou ou le montage Perrier-Wolfers [5].

On a ensuite réalisé la dilatométrie du sel aggloméré par pression et noyé dans l'huile de paraffine sans obtenir la moindre anomalie jusqu'à 160° C. L'emploi du dilatomètre différentiel Chevenard n'a rien donné non plus.

On sait que la conductibilité électrique σ de sels solides ayant des transformations polymorphiques présente des discontinuités à chaque température où deux phases sont en équilibre; exemples : HgI_2, AgI, NO_3K [6]. De même, les points de transition du second ordre que présentent certains sels provoquent un coude particulièrement visible sur la courbe : $\text{Log}\,\sigma, \frac{1}{\theta}$; exemples : NO_2Na vers 160° C, NO_3Na à 275° C [6]. Or, le chlorure mercurique comprimé

montre une conductibilité régulière, bien représentée, entre 100 et 150°, par une droite avec les coordonnées Log σ, $\frac{1}{\Theta}$.

En résumé, il n'y a aucune indication d'une transformation polymorphique ou d'une transition du second ordre du chlorure mercurique entre 100 et 150° C.

D'ailleurs, si l'on examine les courbes de solubilité du chlorure mercurique dans d'autres solvants que l'eau, on constate qu'elles présentent généralement un point singulier, dont la température varie d'un solvant à l'autre, ce qui tend à prouver qu'une combinaison du sel et du solvant n'est pas à exclure [7].

[1] Étard. — *Ann. Chim. Phys.*, 1894, p. 340.
[2] Kracek. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1931, **53**, 2609.
[3] Pascal. — *Traité de Chimie minérale*, VIII, 949.
[4] Jaffray. — *J. Rech. C. N. R. S.*, 1947, **1**, 153.
[5] Perrier et Wolfers. — *Soc. Fr. Phys. Res.*, 1921, Comm. n° 149, 5.
[6] Jaffray. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 525.
[7] Pascal. — *Traité de Chimie minérale*, VIII, 957.

(*) 4. — Réalisation d'un appareil de mesure de bruit des cristaux détecteurs au silicium;

par Gaston Raoult,
Maître de conférences
à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

Afin d'étudier les bruits de fond produits par les tubes hyper-fréquence, il est nécessaire de mesurer d'abord le bruit de fond introduit par le détecteur qui est, en général, un cristal de silicium.

L'appareil comprend : en hyperfréquence, un générateur, en principe un klystron réflex, un atténuateur étalonné, un filtre dont nous verrons plus loin l'utilité et le logement du cristal détecteur; en fréquence intermédiaire (ici 36 Mc : s), un amplificateur précédé d'un préamplificateur à faible bruit, dans le circuit de sortie duquel se trouve un ampèremètre continu précédé d'un étage détecteur à diode.

Nous voyons qu'en l'absence de tout bruit de fond, l'onde hyperfréquence détectée donnant naissance à un courant continu, l'amplificateur ne donnera aucun courant en sortie et l'ampèremètre ne déviera pas.

Par contre, si le cristal donne un courant modulé par le bruit de fond, cette modulation donnera naissance, dans la bande passante de l'amplificateur, à une tension de fréquence moyenne 36 Mc : s, qui, détectée, fera dévier l'ampèremètre.

Nous aurons mesuré ainsi le bruit de fond du cristal dans la bande passante de l'amplificateur. Ce bruit s'exprime, en général, sous la forme d'un rapport dit rapport de température de bruit, qui donne le rapport de la température à laquelle il faudrait porter une résistance pure pour qu'elle donne le même bruit, à la température ordinaire.

Pour que le résultat de la mesure soit correct, il faut deux conditions, d'abord que le générateur n'introduise pas de bruit (et nous avons vu que c'est précisément ce bruit que nous voulons évaluer et, ensuite, que le détecteur soit parfaitement adapté à l'entrée de l'amplificateur.

Pour le générateur, on introduit un filtre hyperfréquence qui ne laisse passer qu'une faible bande de fréquence autour de la fréquence de mesure, ici 9 380 Mc : s; pour un Q de 2 000, cette bande est d'environ 10 Mc : s. Dans ces conditions, la modulation de l'onde introduite par le bruit de fond du générateur, une fois détectée, donnera un spectre s'étalant de 0 à 10 Mc : s et même un peu plus, car la bande passante du filtre n'est pas terminée par des chutes brusques; ce spectre ne sera pas amplifié, puisque l'amplificateur possède une bande passante de 4 Mc : s autour de 36 Mc : s.

Pour l'adaptation, on place aussi un filtre, moyenne fréquence cette fois, formé de trois circuits résonnants, calculés de façon à ce que le préamplificateur voit toujours la même impédance, pour des variations pas trop importantes de l'impédance d'entrée. Ceci s'obtient en écrivant que la dérivée de l'impédance vue par le préamplificateur par rapport à l'impédance d'entrée est nulle pour la valeur moyenne de celle-ci.

Dans ces conditions, il suffit de faire une lecture avec un cristal, puis avec une résistance pure mise à la place de celui-ci (résistance montée dans une monture de cristal), refaire la lecture : le rapport des deux mesures donne le rapport de température de bruit.

Connaissant le rapport pour un cristal déterminé, en enlevant le filtre hyperfréquence, on mesure un deuxième rapport, qui comprend le bruit du générateur.

Si t et t' sont les rapports de bruit dans les deux cas : avec et sans filtre, le rapport du bruit du klystron dans une bande de 4 Mc : s à $\pm$ 36 Mc : s de la fréquence d'oscillation, au bruit d'une résistance dans la même bande est

$$\frac{P_n}{k T_0 \, df} = t' - t.$$

Or, la puissance de bruit mesurée est la puissance effective multipliée par le rapport d'atténuation K et divisée par le gain de conversion du cristal G

$$P_{\text{eff}} = P_n \frac{K}{G}.$$

Pour avoir le rapport $\frac{\text{bruit}}{\text{signal du générateur}}$, il faut diviser par P_0, puissance de ce dernier. Si l'on mesure le bruit pour une puissance incidente sur le cristal de 1 mW, on a

$$\frac{P_0}{10^{-3}} = K, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{K}{P_0} = 10^3$$

et le rapport cherché

$$n = \frac{P_{\text{eff}}}{P_0} = (t' - t)(k T_0 \, df)\left(\frac{1}{G}\right)\left(\frac{K}{P_0}\right),$$

soit

$$n = 12 . 10^{-12} (t' - t) \left(\frac{1}{G}\right).$$

Pour un klystron 723 $\frac{A}{B}$, avec un gain de 0,2, on trouve

$$t = 1,4, \qquad t' = 2,3 \qquad \text{et} \qquad n = 1,1 . 10^{-10}.$$

Comme il est facile de le voir, ces mesures sont extrêmement simplifiées, une fois cet appareil construit.

SECTION CENTRE OUEST.

(Poitiers).

SÉANCE DU 15 DÉCEMBRE 1951

M. Cotte a présidé la séance.

Après la conférence de M. J. F. Taboury sur le sujet : *Introduction à l'étude des bandes d'absorption du groupe carbonyle*, Mlle Lestrade a présenté la Communication suivante :

(*) Interprétation de la structure de la bande d'absorption du groupe carbonyle dans le spectre ultraviolet de quelques cétones ;

par Mlle Lestrade.

Les cétones et les aldéhydes possèdent un spectre d'absorption ultraviolet, dont la structure est continue lorsque ces substances sont considérées à l'état liquide. La courbe d'absorption peut être décomposée, comme l'on sait, en bandes larges et continues. L'une d'elles, dont le maximum est situé vers 2 800-3 000 Å, est attribuable au groupe carbonyle. Cette bande est définie par une courbe à allure parabolique.

La forme générale de cette enveloppe peut être interprétée facilement. M. Taboury [1] suppose que le groupe carbonyle se comporte, dans une molécule cétonique, comme une molécule diatomique simple, indépendante dans ses vibrations, du reste de la molécule, mais dont les caractéristiques sont sous le contrôle du reste de cette même molécule.

On sait qu'il est possible de rendre compte de la forme de la courbe d'absorption en considérant deux états électroniques pour le carbonyle et des transitions entre ces deux états. Le spectre étant continu, aucune quantification n'est à envisager pour l'un ou l'autre de ces deux états électroniques. En phase liquide, en effet, les chocs moléculaires sont fréquents, les niveaux d'énergie s'élargissent donc et se fusionnent. La forme de la courbe d'absorption est la simple manifestation de la répartition énergétique de Boltzmann appliquée à l'état électronique inférieur.

L'application de ce point de vue à diverses cétones nous a permis de tracer dans chaque cas la paire de courbes de Morse correspondante et de placer ces deux courbes en position relative.

Nous avons alors recherché, dans les spectres considérés pris sur des substances pures sans solvants, la trace d'une quantification. Nous l'avons trouvée sous la forme d'accidents locaux se manifestant le long des courbes d'absorption. Des accidents locaux analogues ont été cités depuis longtemps dans le cas de l'acétone liquide pure [2], et dans celui de la cyclopentanone en solution [3].

Nous avons pu ainsi identifier les transitions partant du niveau 1 de l'état électronique inférieur. Dans le cas de l'acétophénone, la disposition relative des courbes de Morse ne permet pas de prévoir une transition partant du niveau 1 de l'état inférieur et aboutissant à un niveau défini de l'état supérieur. L'expérience ne permet pas de déceler non plus la transition correspondante.

Substance.	Transition.	Longueur d'onde (Å).	log ε (liquide pur).
Acétone	3-1	3 320	—3,2
Acétophénone	Néant	Néant	Néant
p.Cl.acétophénone.......	1-1	3 850	—1,4
p.O CH_3.acétophénone...	0 1	3 760	—1,3

De même, les dentelures classiques de la bande d'absorption du carbonyle de la cyclopentanone, situées vers le maximum de cette bande, au contraire des accidents locaux précédents, correspondent d'après ce point de vue, à des transitions partant du niveau 0 et aboutissant à un niveau défini de l'état supérieur :

Cyclopentanone, transitions observées :

(6-0), (5-0), (4-0), (3-0).

Cette possibilité de retrouver très exactement dans les spectres les niveaux de quantification prévisibles, constitue une nouvelle justification de la méthode proposée pour l'analyse de la bande d'absorption du carbonyle des cétones et des aldéhydes dans l'état liquide.

[1] Taboury F. J. — *J. Chim. Phys.*, 1950, **47**, 740.
[2] Henry V. — *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, 1913, **46**, 3, 34.
[3] Biquard Mlle D. — *Bull. Soc. Chim.*, 1941, **8**, 62.

INFORMATION

L'Union des Associations Scientifiques et Industrielles françaises a organisé, en octobre dernier, une manifestation pour commémorer le centenaire de la naissance du Professeur d'Arsonval.

A cette occasion, il a été décidé d'éditer une plaquette contenant des exposés faits lors de cette célébration et relatant le génie multiple de ce grand savant. Une communication de M. Darrieus sur les découvertes de d'Arsonval et leur répercussion à l'industrie moderne y sera également publiée.

Le prix de cette plaquette, actuellement à l'impression, malgré sa présentation luxueuse, a été fixé à 500 f.

Les Membres de la Société française de Physique qui désireraient se la procurer sont priés d'adresser, individuellement, leurs demandes à :

l'*Union des Associations Scientifiques et Industrielles françaises*,
19, rue Blanche, Paris (9e).
C. C. P. n° 4809-99 Paris.

Le Gérant : Maurice Blondin. 141 172 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.

BULLETIN ANALYTIQUE
DU
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

18, rue Pierre-Curie - PARIS Ve

Pour répondre aux vœux formulés par de nombreux abonnés, le C. N. R. S. a décidé de faire paraître, à dater du 1er janvier 1948, des tirés à part de son Bulletin analytique pour les diverses disciplines qui y figurent.

Ainsi, les utilisateurs ont la faculté, en 1948, de s'abonner au Bulletin analytique complet ou aux tirés à part intéressant plus particulièrement leur domaine d'activité.

AVIS TRÈS IMPORTANT

A la suite de la modification de la *Revue bibliographique* du Journal de Physique, une entente a été réalisée avec le C. N. R. S. pour fournir aux membres de notre Société soit l'abonnement au Bulletin analytique complet, soit l'abonnement aux tirés à part des diverses disciplines à un tarif réduit (50 %).

Les Membres de la Société qui désireront bénéficier de ces tarifs de faveur, sont priés de demander une attestation de leur qualité de Membre à M. MARANDON, 61, avenue de l'Observatoire, Paris XIVe, en joignant un timbre pour la réponse.

Tout renseignement complémentaire peut être demandé au BULLETIN ANALYTIQUE du C. N. R. S., 18, rue Pierre-Curie, Paris Ve.

TARIFS

FASCICULES	PRIX DE L'ABONNEMENT	
	AUX PERSONNES NON MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ	POUR LES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ
	FRS	FRS
Mathématiques pures et appliquées - Mécanique - Physique mathématique	450	225
Astronomie - Astrophysique - Physique du Globe	600	300
Généralités sur la Physique - Thermodynamique - Chaleur - Optique - Électricité et Magnétisme	750	375
Physique corpusculaire - Structure de la matière	225	112,50
Chimie générale - Chimie physique	225	112,50
Chimie minérale - Chimie organique - Chimie appliquée - Métallurgie	1500	750
Sciences de l'Ingénieur	1000	500
Minéralogie - Pétrographie - Géologie - Paléontologie	450	225

LISTE DES OUVRAGES

Publiés par la *Société française de Physique*

	PRIX Pour les membres de la Société (1).
1° *Bulletin des Séances de la Société française de Physique.* — Chaque année séparément...	200 fr.
2° *Journal de Physique.* — Chaque année de 1896 à 1910...	500 »
— Le numéro de 1911 à 1919 (2)...	50 »
3° Table du *Journal de Physique* (1872-1901)...	150 »
4° *Procès-verbaux et Résumés des Communications* — Chaque année jusqu'en 1939...	150 »
5° *Collections de Mémoires relatifs à la Physique.*	
Tome I. — *Mémoires de Coulomb* (publiés par les soins de M. Potier). Grand in-8, avec figures et planches; 1884...	150 »
Tome II. — *Mémoires sur l'Électrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Œrsted, Ampère, Arago, Davy, Biot et Savart, Fresnel, G. et A. de La Rive, Faraday, Savary. Grand in-8, avec figures et planches; 1885...	150 »
Tome III. — *Mémoires sur l'Électrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Ampère et Weber. Grand in-8, avec figures; 1887...	150 »
Tome IV. — *Mémoires sur le Pendule*, précédés d'une *Bibliographie* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de La Condamine, Borda, de Prony, Kater, Bessel. Grand in-8, avec figures et 7 planches; 1889...	150 »
Tome V. — *Mémoires sur le Pendule* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de Bessel, Sabine, Bailly, Stockes. Grand in-8, avec figures et planches; 1891.	150 »
6° *Recueil de données numériques. — Optique*, par H. Dufet.	
Tome I. — *Longueurs d'onde, Indice des gaz et des liquides*, in-8...	200 »
Tome II. — *Propriétés optiques des solides*, in-8...	200 »
Tome III. — *Pouvoirs rotatoires, Couleurs d'interférence* (supplément), in-8...	200 »
7° *Rapports du Congrès international de Physique* (1900).	
Tomes I, II et III (chaque volume)...	250 »
Tome IV...	100 »
Les quatre volumes ensemble...	800 »
8° *Conférences faites en 1912. — Idées modernes sur la constitution de la matière*...	150 »
9° *Etat actuel des Industries électriques* (1906)...	150 »
10° *Conférences faites en 1913-1914. — Idées modernes sur la constitution de la matière*...	150 »
11° *Livre du Cinquantenaire de la Société française de Physique*...	br. 45 »
12° *Centenaire de Fresnel*...	50 »

(1) S'adresser directement à M. Marandon, 61, avenue de l'Observatoire, Paris (14e), Odéon 04-20.
(2) Sauf les années 1915 et 1918 qui n'ont pas paru, ainsi que les numéros août 1919 à décembre 1919.

Frais d'envoi et d'emballage en sus.